

Um auf der Basis des ferromagnetischen Halbleiters GaMnAs Spintronik-Bauteile zu realisieren, ist ein fundiertes Verständnis der physikalischen Eigenschaften in solchen Strukturen notwendig. Diese Dissertation liefert einen tiefen Einblick in die optischen Eigenschaften, sowie die Spin- und Ladungsträgerdynamik von Elektronen und Löchern. Aufgrund der Tatsache, dass der Ferromagnetismus in GaMnAs durch freie Löcher vermittelt wird, ist die Lochspindynamik von besonderem Interesse. In GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen konnte eine starke Beeinflussung der GaAs- durch die GaMnAs-Schicht beobachtet werden: Mn-Atome diffundieren durch die Barriere in den darunterliegenden Quantenwell und wirken sich dort signifikant auf dessen optische Eigenschaften aus. Spektroskopische Messungen, wie beispielsweise die der Spindynamik, stellen hierbei eine interessante Möglichkeit dar, um qualitative Aussagen zur Stärke der Mangan-Diffusion und der Effektivität der Barrieren treffen zu können.

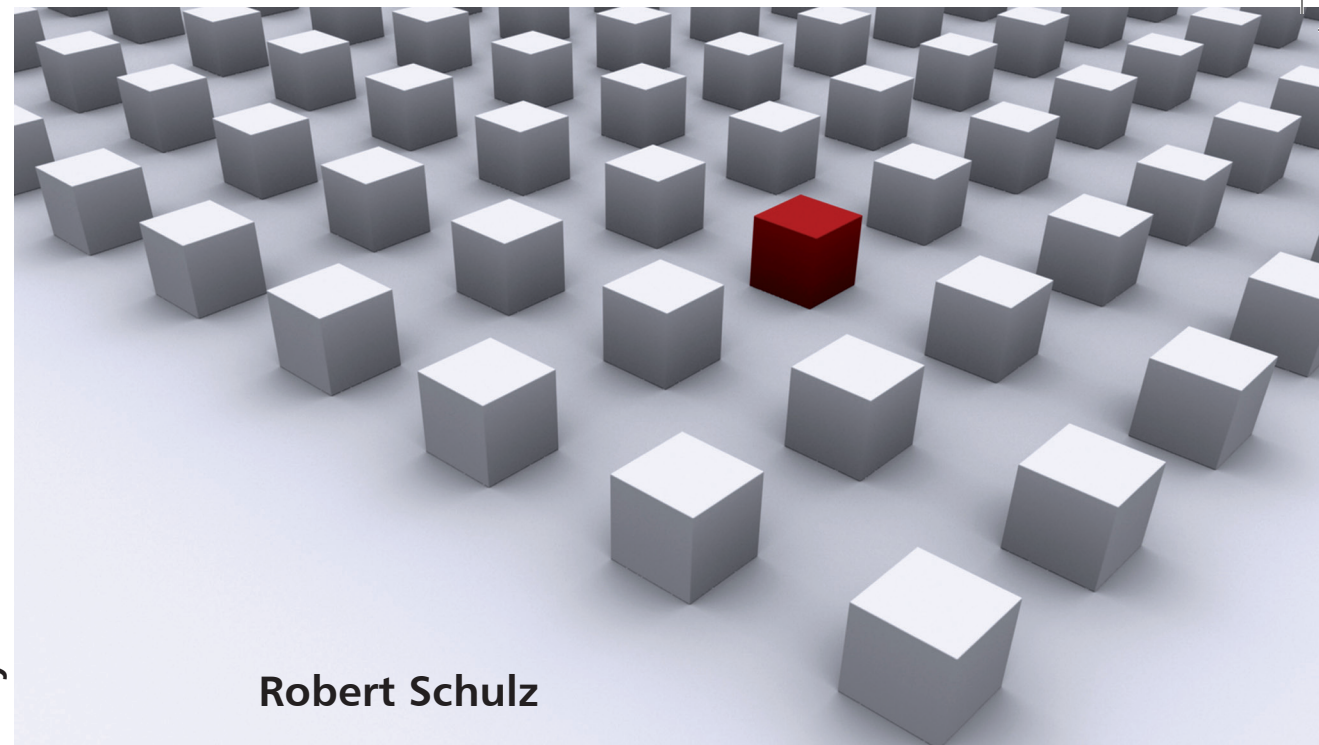
Universitätsverlag Regensburg



Universität Regensburg

Dissertationsreihe Physik - Band 17

Robert Schulz



Robert Schulz

Optische Spektroskopie an zwei-dimensionalen Lochsystemen in GaAs/AlGaAs-Quantenwells und an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen

Universitätsverlag Regensburg

17
Dissertationsreihe
Physik

Robert Schulz



Optische Spektroskopie an zwei-
dimensionalen Lochsystemen
in GaAs/AlGaAs-Quantenwells
und an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-
Schichtstrukturen

Optische Spektroskopie an zweidimensionalen Lochsystemen in GaAs/AlGaAs-Quantenwells und an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen

Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik der Universität Regensburg
vorgelegt von

Robert Schulz

aus München

Januar 2010

Die Arbeit wurde von Prof. Dr. Christian Schüller angeleitet.

Das Promotionsgesuch wurde am 12.01.2010 eingereicht.

Das Kolloquium fand am 09.07.2010 statt.

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. Jaroslav Fabian

1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Schüller

2. Gutachter: Prof. Dr. Sergey Ganichev

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Dominique Bougeard



Dissertationsreihe der Fakultät für Physik der Universität Regensburg, Band 17

Herausgegeben vom Präsidium des Alumnivereins der Physikalischen Fakultät:

Klaus Richter, Andreas Schäfer, Werner Wegscheider, Dieter Weiss

Robert Schulz

**Optische Spektroskopie an zwei-
dimensionalen Lochsystemen
in GaAs/AlGaAs-Quantenwells
und an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-
Schichtstrukturen**

Universitätsverlag Regensburg

Bibliografische Informationen der Deutschen Bibliothek.
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie. Detaillierte bibliografische Daten
sind im Internet über <http://dnb.ddb.de> abrufbar.

1. Auflage 2010

© 2010 Universitätsverlag, Regensburg

Leibnitzstraße 13, 93055 Regensburg

Konzeption: Thomas Geiger

Umschlagentwurf: Franz Stadler, Designcooperative Nittenau eG

Layout: Robert Schulz

Druck: Docupoint, Magdeburg

ISBN: 978-3-86845-066-8

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlags ist es
nicht gestattet, dieses Buch oder Teile daraus auf fototechnischem oder
elektronischem Weg zu vervielfältigen.

Weitere Informationen zum Verlagsprogramm erhalten Sie unter:
www.univerlag-regensburg.de

**Optische Spektroskopie an zweidimensionalen
Lochsystemen in GaAs/AlGaAs-Quantenwells und
an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen**



DISSERTATION ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES DER NATURWISSENSCHAFTEN (DR. RER. NAT.)
DER FAKULTÄT II - PHYSIK

DER UNIVERSITÄT REGENSBURG

vorgelegt von

Robert Schulz

aus

München

im Jahr 2010

Promotionsgesuch eingereicht am: 12.01.2010

Die Arbeit wurde angeleitet von: Prof. Dr. Christian Schüller

Prüfungsausschuss: Vorsitzender: Prof. Dr. Jaroslav Fabian

1. Gutachter: Prof. Dr. Christian Schüller

2. Gutachter: Prof. Dr. Sergey Ganichev

weiterer Prüfer: Prof. Dr. Dominique Bougeard

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Wachstum und Materialeigenschaften	7
2.1	Molekularstrahlepitaxie	7
2.2	Eigenschaften von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Strukturen	8
2.2.1	Kristallstruktur	8
2.2.2	Bandstruktur und elektronische Zustände von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	9
2.2.3	Heterostrukturen und Dotierung	11
2.2.4	Neutrale und geladene Exzitonen	14
2.3	Wachstum und Eigenschaften von GaMnAs	16
2.3.1	Tieftemperatur GaAs	16
2.3.2	Kristalleigenschaften: LT-GaMnAs	16
2.3.3	Annealing	18
2.3.4	Ferromagnetische Kopplung in GaMnAs	18
3	Spin in Halbleitern	21
3.1	Spin-Bahn-Wechselwirkung	21
3.2	Einfluss der Kristallstruktur: <i>Bulk</i> und <i>structure inversion asymmetry</i>	22
3.3	Optische Erzeugung spinpolarisierter Ladungsträger	24
3.4	Spinrelaxation und Spindephasierung	27
3.5	Spinrelaxationsmechanismen	28
3.5.1	Der Elliott-Yafet-Mechanismus	28
3.5.2	Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus	29
3.5.3	Der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus	31
3.5.4	Hyperfein-Wechselwirkung	32
3.5.5	Spindynamik von Löchern	32
4	Experimentelle Methoden	35
4.1	Photolumineszenz-Spektroskopie	35
4.2	Zeitaufgelöste Messungen	36
4.2.1	Der Titan:Saphir-Laser und Autokorrelation	36
4.2.2	Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie	37
4.2.3	Zeitaufgelöste differentielle Transmission bzw. Reflexion	39
4.2.4	Zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation	41
4.3	Vergleich TRPL / TRFR	44
4.3.1	Zeitauflösung und Messbereiche	44

4.3.2	Anregung und Detektion	45
4.4	Herstellung optisch dünner Proben	46
5	Zweidimensionale Lochsysteme in GaAs/AlGaAs-Quantenwells	49
5.1	Proben- und Bandstruktur der untersuchten zweidimensionalen Lochsystemen	49
5.2	Leistungsabhängige Photolumineszenz: Exzitonen und Trionen	51
5.3	Spindynamik der Löcher	52
5.3.1	Temperaturabhängigkeit der Lochspin-Relaxation	52
5.3.2	Abhängigkeit der Lochspin-Relaxation von der Anregungsintensität	55
5.3.3	Verhalten im externen Magnetfeld: Dephasierung und g -Faktoren	56
5.3.4	Abhängigkeit der Lochspinrelaxation von der Quantenwell-Breite	58
5.3.5	Anisotropie des Loch- g -Faktors	60
6	GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen	63
6.1	Probenaufbau und schematische Bandstruktur der untersuchten Proben	63
6.2	Untersuchungen zur Mn-Diffusion mittels Photolumineszenz	66
6.2.1	Einfluss der Barrierendicke	66
6.2.2	Donator-gebundene Exzitonen	68
6.2.3	Einfluss der Mn-Konzentration in der GaMnAs-Schicht	69
6.2.4	AlAs/GaAs-Übergitter als Barrierenmaterial	70
6.2.5	Einfluss der Wachstumstemperatur und des Al-Gehalts der Barriere	72
6.2.6	Tunneln und Rekombination der Ladungsträger in der LT-Barriere	73
6.2.7	Simulationen der Bandstruktur und Interpretation der PL-Ergebnisse	76
6.2.8	Nachweis von Mn-Interstitials aufgrund tiefer Störstellen	79
6.3	Zeitaufgelöste Messungen: Ladungsträger- und Spindynamik	81
6.3.1	Einfluss der Mn-Störstellen auf die Ladungsträger- und Spindynamik	82
6.3.2	Einfluss der Diffusionsstärke auf die PL- und Spinlebensdauer	86
6.3.3	Einfluss der Barrierendicke auf die PL- und Spinlebensdauer	90
6.3.4	Einfluss von lokalisierten Zuständen auf die PL- und Spinlebensdauer	97
6.4	Dotierung durch Mn-Diffusion?	99
6.5	Einfluss des Annealings auf die Ladungsträger- und Spindynamik	102
6.6	Spin-Effekte in schwachen und starken Magnetfeldern	105
6.6.1	Paramagnetische Kopplung im schwachen Magnetfeld	105
6.6.2	Dynamische Kernspinpolarisation im starken Magnetfeld	107
7	Zusammenfassung und Ausblick	113
	Abbildungsverzeichnis	117
	Tabellenverzeichnis	121
	Literaturverzeichnis	123
	Danksagung	131

1 Einleitung

Die immer weiter fortschreitende Miniaturisierung der Strukturgrößen und damit eine Erhöhung der Komplexität integrierter Schaltkreise folgt seit den 70er Jahren dem bekannten Moore'schen Gesetz [Moo65]. Neben technologischen Herausforderungen in der Prozessierung von Halbleiterbauelementen werden mit immer kleineren Strukturgrößen zusätzlich Quanteneffekte die Arbeitsweise zukünftiger Bauelemente dominieren. Ein aktuelles Forschungsgebiet ist daher die Spintronik, die neben der Ladung des Elektrons auch dessen magnetisches Moment, den Spin, zur Informationsspeicherung und -verarbeitung zugänglich machen will [Wol01]. Eine Anwendung aus der Spintronik ist beispielsweise der Riesenmagnetowiderstand (engl. *giant magnetoresistance*, GMR) [Bai88, Bin89], für dessen Entdeckung Albert Fert und Peter Grünberg 2007 mit dem Nobelpreis für Physik geehrt wurden. Der GMR-Effekt findet heute eine breite Anwendung in Festplattenleseköpfen. Auch in optoelektronischen Bauteilen fand der Spin Einzug: So konnte in oberflächen-emittierenden Halbleiterlasern durch spinpolarisierte Pumpladungsträger die Schwellstromdichte um bis 50 % reduziert werden [Rud03]. Ein

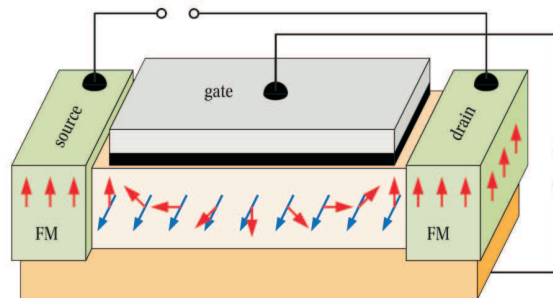


Abbildung 1.1: Prinzip des von Datta und Das [Dat90] vorgeschlagenen Spin-Feldeffekttransistors: Eine von außen angelegte Gate-Spannung erzeugt über die Spin-Bahn-Wechselwirkung ein effektives Magnetfeld (blaue Pfeile). Um dieses Magnetfeld präzedieren die Spins der Elektronen (rote Pfeile), welche aus einer ferromagnetischen (FM) Source-Elektrode injiziert werden. Wenn die Spins der an der Drain-Elektrode ankommenden Ladungsträger parallel zu deren Magnetisierung steht, so fließt ein Strom. (Abb. aus [Win04]).

bekanntes, bis heute aber noch nicht realisiertes Beispiel ist der von S. Datta und B. Das [Dat90] vorgeschlagene Spin-Feldeffekttransistor (Spin-FET). Abbildung 1.1 zeigt das Funktionsprinzip eines Spin-FETs. Spinpolarisierte Elektronen werden über einen ferromagnetischen Source-Kontakt in einen Halbleiterkanal injiziert. Eine von außen angelegte Gate-Spannung erzeugt über die Spin-Bahn-Wechselwirkung ein effektives Magnetfeld, um welches die Spins der Elektronen präzedieren. Nur wenn der Spin der an der Drain-Elektrode ankommenden Ladungsträger parallel zu dessen Magnetisierung steht, kann ein Strom fließen. Das Prinzip des Spintransistors ist ein gutes Modell um die essentiell-

len Komponenten der Halbleiterspintronik - nämlich die Spininjektion, Manipulation, Relaxation und Detektion - aufzuzeigen:

Spininjektion

Eine Spinpolarisation kann sowohl elektrisch als auch optisch injiziert werden. Bei der Injektion aus ferromagnetischen Metallen kann aufgrund des Leitfähigkeitsunterschieds eine hohe Spinpolarisation nur erreicht werden, wenn der Spinpolarisationsgrad in der Injektorschicht nahezu 100 % beträgt oder der Halbleiter durch einen Tunnelkontakt mit der metallischen Schicht verbunden ist [Sch00]. Ein Spinpolarisationsgrad von 32 % in GaAs bei Raumtemperatur konnte durch eine CoFe/MgO Tunnelstruktur erreicht werden [Jia05]. Das Problem des Leitfähigkeitsunterschieds kann durch die Verwendung eines ferromagnetischen Halbleiters als Injektormaterial umgangen werden: Ein interessantes und vielversprechendes Materialsystem ist der verdünnt ferromagnetische Halbleiter (engl. *diluted magnetic semiconductor*, DMS) GaMnAs [Ohn96]. Abbildung 1.2 zeigt eine elektrische Injektion spinpolarisierter Löcher aus einer GaMnAs Schicht in einen InGaAs/GaAs-Quantenwell. Hierbei konnte ein Polarisationsgrad von $\approx 8\%$ erreicht werden [Ohn99b]. Wie die meisten (III,Mn)V Halb-

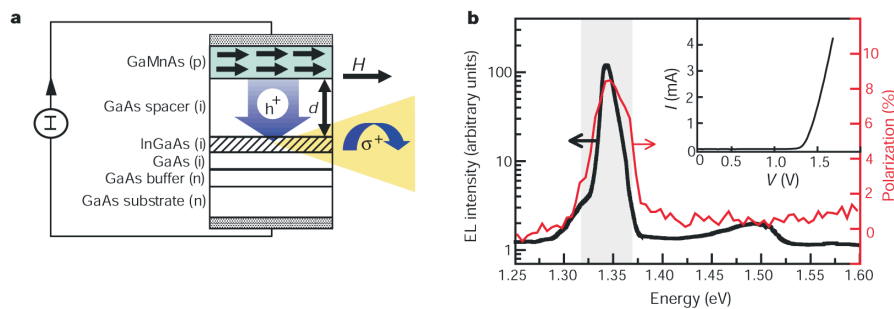


Abbildung 1.2: Spin-LED auf GaMnAs/GaAs/InGaAs Basis. (a) Schematischer Aufbau der Probenstruktur. (b) Elektrolumineszenz und zugehöriger Polarisationsgrad. Der erreichte Polarisationsgrad in der Struktur beträgt ca. 8% (aus [Ohn99b]).

leitersysteme ist GaMnAs allerdings p -leitend. In der Regel geht die Spinpolarisation von Löchern sehr schnell verloren (vgl. Kap. 3.5.5), was eine drastische Einschränkung in spintronischen Bauelementen bedeutet. Ein möglicher Ansatz die Umwandlung von Löchern in Elektronen durch eine Esaki-Diode. In einer solchen Struktur tunneln Löcher durch Anlegen einer äußeren Spannung aus einer p -dotierten ferromagnetischen Schicht in eine n -dotierte Schicht, wodurch eine Elektronenspinpolarisation von 80% bei 4.6 K erreicht wurde [Dor04].

Die optische Spininjektion basiert auf der Ausnutzung optischer Auswahlregeln [Dya84]. zirkular polarisiertes Licht besitzt den Drehimpuls $\pm \hbar$. Durch die Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband mittels Absorption von zirkular polarisiertem Licht wird der Drehimpuls des Photons auf das Elektron übertragen. Auf diese Weise kann eine Spinpolarisation von bis zu 100 % erreicht werden. In Kapitel 3.3 wird auf die optische Spininjektion ausführlicher eingegangen.

Spinmanipulation und -relaxation

In möglichen Spintronik-Bauelementen muss neben der Erzeugung einer Spinpolarisation diese auch manipuliert werden können. In dem bereits erwähnten Modell des Spintransistors wird die Bychkov-

Rashba-Wechselwirkung [Byc84] ausgenutzt, um die Spinorientierung zu verändern (in Abb. 1.1 durch blaue Pfeile dargestellt). Eine möglichst lange Spinrelaxationszeit ist hierbei von entscheidendem Interesse, um den Spin der Ladungsträger über möglichst weite Strecken transportieren zu können. Die Spinrelaxation von Elektronen und Löchern stellt einen Schwerpunkt dieser Arbeit dar. In GaAs ist in der Regel die Mischung der Wellenfunktionen von schweren und leichten Löchern für die Lochspinrelaxation verantwortlich: Hierbei können Löcher durch Streuung ihre Spinpolarisation über Spin-Flip-Vorgänge verlieren. Durch lokalisierte Zustände und die Aufhebung der Schwerloch-Leichtloch-Entartung in GaAs Quantentrog-Strukturen kann die Lochspinrelaxation effektiv unterdrückt werden. Die für diese Arbeit relevante Ursache für die Elektronenspinrelaxation stellt der sogenannte D'yakonov-Perel'-Mechanismus dar: Aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung treten in GaAs effektive Magnetfelder auf, die zu einem Verlust der Spininformation führen können. Auf die wichtigsten Spinrelaxationsmechanismen für Elektronen und Löcher wird daher in Kapitel 3.4 näher eingegangen.

Spindetektion

Eine elektrische Detektion der Spinausrichtung im Spintransistor könnte auf dem TAMR-Effekt (engl. *tunneling anisotropic magnetoresistance*) beruhen. Beim TAMR-Effekt sind zwei ferromagnetische Schichten durch eine dünne, nichtmagnetische Tunnelbarriere getrennt. Sind die beiden ferromagnetischen Schichten parallel orientiert, so ist der elektrische Widerstand für den spinpolarisierten Tunnelstrom minimal, während er für antiparallel orientierte Schichten maximal ist. Vor einigen Jahren wurden Messungen an einer GaMnAs-basierten TAMR-Struktur präsentiert, die nur eine ferromagnetische Schicht enthält und die das Verhalten eines Spinventils aufweist [Gou04].

Eine weitere Möglichkeit ist die optische Detektion, wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde. Hierfür hat sich die Nutzung magnetooptischer Effekte, wie des Kerr-Effekts oder der Faraday-Rotation, etabliert. Das diesen Effekten zugrunde liegende Prinzip wird in Kapitel 4.2.4 erklärt.

Gliederung der Arbeit

Um GaMnAs-basierte Spintronik-Bauteile realisieren und optimieren zu können, ist ein Verständnis der physikalischen Vorgänge in diesen Strukturen notwendig. Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Untersuchung des Einflusses einer ferromagnetischen GaMnAs-Schicht auf die optischen Eigenschaften der benachbarten, nicht-magnetischen Schichten. Dabei spielt die Diffusion von Mangan-Atomen aus der GaMnAs-Schicht in die benachbarten Strukturen eine entscheidende Rolle. Die aus der starken *p*-Dotierung resultierende metallische Charakter der GaMnAs-Schicht erschwert den Zugang zu Ladungsträgerdichten und -beweglichkeiten in den benachbarten GaAs-Strukturen mittels elektrischer Messmethoden, wie beispielsweise Magnetotransportuntersuchungen. Die in dieser Arbeit untersuchten Schichtstrukturen bieten die Möglichkeit mittels optischer Messungen qualitative Aussagen zur Stärke der Mangan-Diffusion und der Effektivität der Barrieren treffen zu können.

Die nachfolgenden Kapitel dieser Arbeit gliedern sich wie folgt:

- In Kapitel 2 wird das Herstellungsverfahren der Molekularstrahlepitaxie erklärt. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf den Eigenschaften von GaAs-basierten Halbleiterstrukturen. Ausgehend von der Kristallstruktur werden die Bandstruktur und die elektronischen Zustän-

de dargestellt. Insbesondere der für optische Experimente wichtige Bandverlauf in der Mitte der ersten Brillouinzone wird gezeigt. Ausgehend von GaAs/Al_xGa_{1-x}As-Heterostrukturen werden die Energiezustände in einem Quantenwell, sowie der Einfluss einer Dotierung kurz erklärt. GaMnAs wird in der Regel bei tieferer Temperatur als GaAs gewachsen. Daher werden die Eigenschaften von Tieftemperatur-GaAs und mögliche Kristalldefekte, die durch das Wachstum bei tiefer Temperatur verursacht werden, erläutert.

- Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Spindynamik von Elektronen und Löchern in Halbleitersystemen. Ausgehend von der Spin-Bahn-Wechselwirkung wird die Erzeugung spinpolarisierter Ladungsträger mittels optischer Orientierung erklärt. Mittels der phänomenologischen Bloch-Torrey-Gleichungen werden die Begriffe Spinrelaxation und -dephasierung eingeführt und anschließend auf wichtige Spinrelaxationsmechanismen, insbesondere den D'yakonov-Perel'-Mechanismus, eingegangen.
- In Kapitel 4 werden die experimentellen Methoden, mit denen in dieser Arbeit die optischen Eigenschaften, Ladungsträgerrekombination, sowie die Spinrelaxation untersucht wurden, eingeführt. Hierzu wird das Prinzip der (zeitaufgelösten) Photolumineszenz und der zeitaufgelösten Pump-Probe-Spektroskopie, wie der zeitaufgelösten Faraday-Rotation, erklärt. Anschließend wird die Probenpräparation zur Herstellung optisch dünner Proben erläutert.
- Der Ferromagnetismus in GaMnAs wird über freie Löcher durch die indirekte Austauschwechselwirkung vermittelt. Die Spindynamik von Löchern wurde bislang aufgrund einer sehr schnellen Relaxation des Lochspins kaum untersucht: Der Großteil der Veröffentlichungen zur Spindynamik in GaAs-basierten Strukturen konzentriert sich auf die Elektronenspinrelaxation. In Kapitel 5 wird daher die Spinrelaxation in zweidimensionalen Lochsystemen in GaAs/AlGaAs-Quantenwells ausführlicher untersucht. Durch lokalisierte Lochzustände und die Aufhebung der Schwerloch-Leichtloch-Entartung können die dominierenden Lochspinrelaxationsmechanismen effektiv unterdrückt werden.
- In Kapitel 6 werden GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen untersucht. Die Diffusion von Mangan-Atomen und deren Auswirkung auf die optischen Eigenschaften der GaAs-Schichten sind hier von besonderem Interesse. In den untersuchten Proben ist eine dünne GaAs-Schicht durch eine AlGaAs-Schicht, die als Diffusionsbarriere dient, von der magnetischen GaMnAs-Schicht getrennt. Die Mangan-Diffusion kann somit durch deren Einfluss auf die optischen Eigenschaften der GaAs-Schicht systematisch untersucht werden: Mangan-Störstellen führen zu einer spektralen Verbreiterung und teilweisen Unterdrückung der Photolumineszenz. Die Ladungsträger- und Spindynamik in den GaAs-Schichten wird ebenso stark durch diese Störstellen beeinflusst: Es zeigt sich, dass beispielsweise die Messung der Spindynamik ein probates Mittel darstellt, um qualitative Aussagen zur Stärke der Mangan-Diffusion und der Effektivität der Barrieren treffen zu können. Eine mögliche paramagnetische Wechselwirkung des Elektronenspins mit Mangan-Verunreinigungen konnte im weiteren Verlauf dieser Arbeit beobachtet werden. Im starken Magnetfeld konnte die dynamische Kernspinpolarisation, die effektive Kernmagnetfelder von knapp 0.5 T verursacht, nachgewiesen werden.
- In Kapitel 7 werden die Ergebnisse aus den vorhergehenden Abschnitten zusammengefasst und ein Ausblick über mögliche weiterführende Experimente gegeben.

2 Wachstum und Materialeigenschaften

2.1 Molekularstrahlepitaxie

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. *molecular beam epitaxy*) hergestellt. Die Molekularstrahlepitaxie ist ein Standardverfahren zur Herstellung qualitativ sehr hochwertiger Halbleiterstrukturen. Abbildung 2.1 zeigt den schematischen Aufbau einer MBE-Anlage. Um den Einbau von Störstellen während des Wachstums zu verhindern, herrscht im Inneren der Kammer ein Ultrahochvakuum (im Ruhezustand $<10^{-11}$ mbar). Die Kammer ist mit einem mit flüssigem Stickstoff gekühlten Kryoschild ausgestattet, wodurch beispielsweise Fremdatome oder von der Substratoberfläche desorbierte Materialien „ausgefroren“ werden. Die Aus-

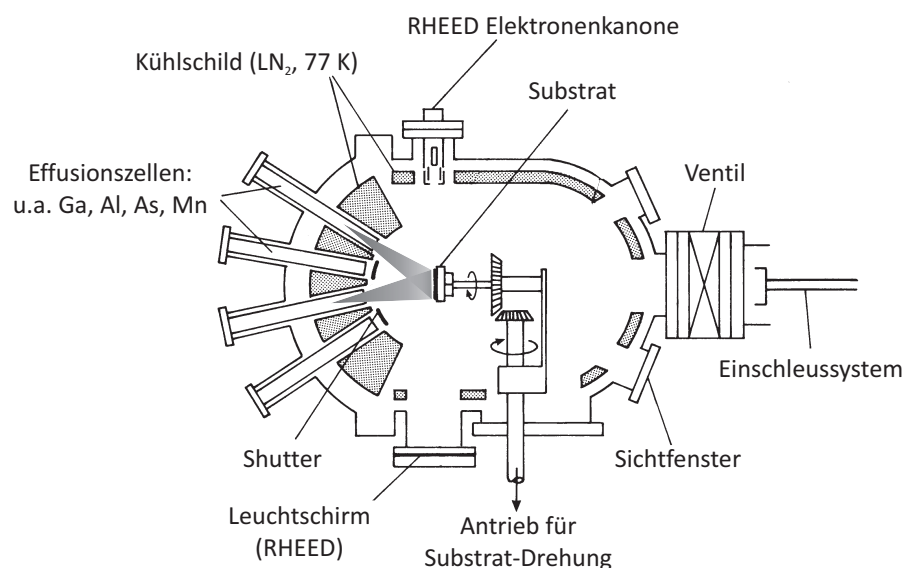


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer III/V MBE-Anlage (nach [Iba02]): Mittels einer haftenden Gallium-Schicht wird der Substratwafer auf einem rotier- und beheizbaren Substrathalter befestigt und anschließend über das Einschleusssystem in die Wachstumskammer transferiert. Als Materialquellen stehen in den Effusionszellen unter anderem Ga, As, Al, Mn, sowie C und Si als Dotierung bereit. Die Wachstumskammer ist von einem mit Stickstoff gekühlten Kryoschild umgeben, um Fremdatome auszufrieren. Mittels RHEED können die Wachstumsraten geeicht und überwacht werden. Mit den Shuttern kann der Molekularstrahl und damit die Materialdeposition unterbrochen werden.

gangsmaterialien wie Gallium, Aluminium oder auch Mangan werden in Effusionszellen verdampft beziehungsweise sublimiert. Diese treffen als gerichtete Atom- beziehungsweise Molekülstrahlen auf die Substratoberfläche, auf der sie bei geeigneter Wahl der Wachstumsparameter (wie z.B. Substrattemperatur, Wachstumsrate, Arsen-Druck) monokristallin aufwachsen können. Die jeweiligen Wachstumsraten können mittels RHEED (engl. *reflection high energy electron diffraction*) geeicht und überwacht werden. Mit einem Shutter kann der Molekularstrahl und somit die Materialdeposition unterbrochen werden.

Bestehen Substrat und gewachsenes Material aus den gleichen Substanzen, also zum Beispiel Galliumarsenid auf Galliumarsenid, so spricht man von Homoepitaxie. Unterscheiden sich die beiden Materialien, was zum Beispiel beim Wachstum von Aluminiumarsenid auf Galliumarsenid der Fall ist, so spricht man von Heteroepitaxie.

Um einen gleichmäßigen Materialfluss auf die Substratoberfläche und damit homogene Schichtdicken zu erreichen, wird das Substrat in der Regel während des Wachstums rotiert. Bei nicht-rotiertem Wachstum entsteht aufgrund der Anordnung der Effusionszellen in der verwendeten MBE ein Gradient entlang der Waferoberfläche. Man erhält einen nahezu linearen Verlauf der gewachsenen Schichtdicke von -20% bis +20% relativ zur Schichtdicke in der Mitte des Wafers [Arz01].

2.2 Eigenschaften von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Strukturen

2.2.1 Kristallstruktur

Galliumarsenid (GaAs), ein binärer Verbundhalbleiter, kristallisiert in der Zinkblende-Struktur mit einer zweiatomigen Basis aus Gallium (Ga) und Arsen (As) bei $(0, 0, 0)a$ sowie $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \frac{1}{4})a$. Bei einer Temperatur von 300 K beträgt die Gitterkonstante a 5.6533 Å [Lev99]. Gallium und Arsen besitzen die Elektronenkonfiguration [Ar] $3d^{10}4s^24p^1$ sowie [Ar] $3d^{10}4s^24p^3$. Die Atome sind somit untereinander durch sp^3 -Hybridbindungen gebunden, wobei jedes Atom der einen Sorte tetraederförmig von 4 Atomen der jeweils anderen Atomsorte umgeben ist (Abb. 2.2). Ersetzt man in GaAs teilweise Ga-

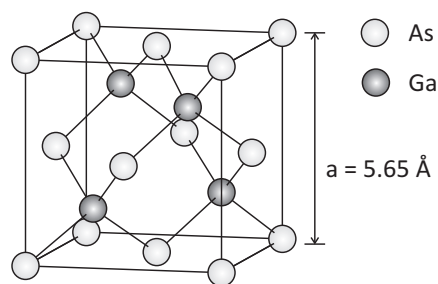


Abbildung 2.2: Galliumarsenid-Gitterstruktur: Galliumarsenid kristallisiert in der Zinkblende-Struktur mit zwei-atomiger Basis aus Gallium und Arsen.

Atome durch Aluminiumatome, so erhält man den ternären Verbundhalbleiter $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, dessen Gitterkonstante a bei 300 K von der Aluminiumkonzentration x bei einer Temperatur von 300 K wie

folgt abhängt [Lev99]:

$$a = (5.6533 + 0.0078x) \text{ \AA} \quad (2.1)$$

Heterostrukturen aus $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ eignen sich aufgrund des geringen Unterschiedes in der Gitterkonstante sehr gut, um versetzungsfreie Kristallstrukturen mit hoher optischer und elektrischer Qualität herzustellen. Die elektronischen Eigenschaften sowie die Bandstruktur von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ werden im folgenden Abschnitt näher erklärt.

2.2.2 Bandstruktur und elektronische Zustände von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Elektronen in isolierten Atomen besitzen diskrete Energieniveaus. Entscheidenden Einfluss, zum Beispiel auf die Wechselwirkung mit anderen Atomen oder auf die magnetischen Eigenschaften, besitzen die Elektronen auf den äußeren Schalen, die sogenannten Valenzelektronen. In einem Kristall wie GaAs , bei dem die Atome räumlich periodisch angeordnet sind, kommt es zu einer Überlappung der Orbitale der Valenzelektronen und zur Bildung von Hybridorbitalen. Aufgrund der periodischen Anordnung der Atome im Kristall spürt ein Elektron ein effektives gitterperiodisches Potential $U(\mathbf{r})$ durch die Atomrümpfe und Rumpfelektronen. In vielen Fällen genügt die Betrachtung in der sogenannten Ein-Elektron-Näherung, welche die Wechselwirkung der Elektronen untereinander vernachlässigt. Für diesen Fall lautet die zugehörige, stationäre Schrödinger-Gleichung:

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} + U(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E \psi(\mathbf{r}), \quad (2.2)$$

mit dem Impulsoperator $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ und der Masse eines freien Elektrons, m_0 . Für das gitterperiodische Potential $U(\mathbf{r})$ gilt

$$U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r} + \mathbf{R}), \quad (2.3)$$

wobei \mathbf{R} ein beliebiger Gittervektor ist. Hierdurch ergibt sich, dass die Wellenfunktionen $\psi(\mathbf{r})$ ebenfalls gitterperiodisch sind. Die allgemeinen Lösungen sind die Kombinationen aus den sogenannten Blochfunktionen und ebenen Wellen:

$$\psi_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \cdot e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad (2.4)$$

mit dem Bandindex n , Wellenvektor \mathbf{k} und den gitterperiodischen Blochfunktionen $u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R}) = u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$, die auch Normierungsfaktoren für $\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ enthalten. Setzt man obige Gleichung in die Schrödinger-Gleichung (Gl. 2.2) ein, so erhält man:

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} + U(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}} \right] u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_n(\mathbf{k}) u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.5)$$

Die Energie-Eigenwerte $E_n(\mathbf{k})$ kann man beispielsweise mittels der $k \cdot p$ Theorie berechnen. Hierfür wird obige Gleichung für $\mathbf{k} = 0$ gelöst und dann mittels Störungsrechnung auf kleine \mathbf{k} erweitert. Man erhält als Energieeigenwerte¹

$$E_n(\mathbf{k}) = E_n(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*} \quad (2.6)$$

¹Eine ausführliche Herleitung findet man in der Literatur, zum Beispiel [Yu05].

mit der effektiven Masse m_n^* für Elektronen im n -ten Band. Aufgrund der Kopplung von Zuständen in unterschiedlichen Bändern weicht die Masse eines Elektron in Festkörpern von der eines freien Elektrons ab. Mit der effektiven Masse, die diese Abweichung berücksichtigt, lassen sich daher die Elektronen wie freie Elektronen beschreiben (vgl. Gl. 2.6, allerdings mit der Masse m_n^* statt m).

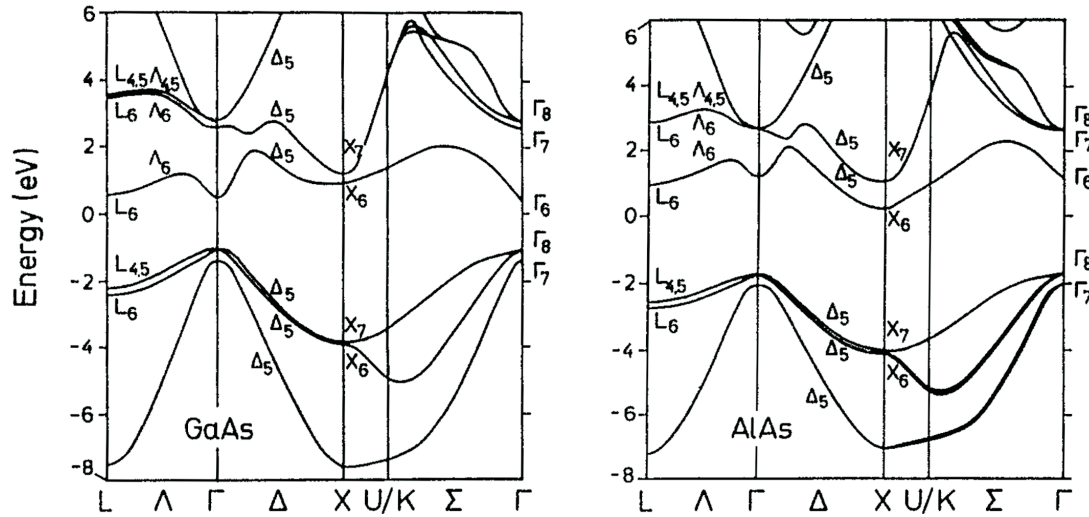


Abbildung 2.3: Reduziertes Zonenschema von GaAs und AlAs (aus [Pav94]).

Abbildung 2.3 zeigt berechnete Energiebänder für GaAs und AlAs. Insbesondere bei optischen Experimenten ist der Bereich um $\mathbf{k} = 0$, der sogenannte Γ -Punkt, relevant, da Ladungsträger bevorzugt im Bereich der niedrigsten Bandlücke rekombinieren (siehe hierzu auch Kap. 4.1). Abbildung 2.4 zeigt schematisch die Bandstruktur für GaAs in der Mitte der 1. Brillouinzone. Das s -artige Leitungsband (engl. *conduction band*, CB) besitzt den Gesamtdrehimpuls $J = \frac{1}{2}$ und die p -artigen Valenzbänder (engl. *valence band*, VB) den Gesamtdrehimpuls $J = \frac{3}{2}$ und $J = \frac{1}{2}$. Das Leitungsband ist bezüglich

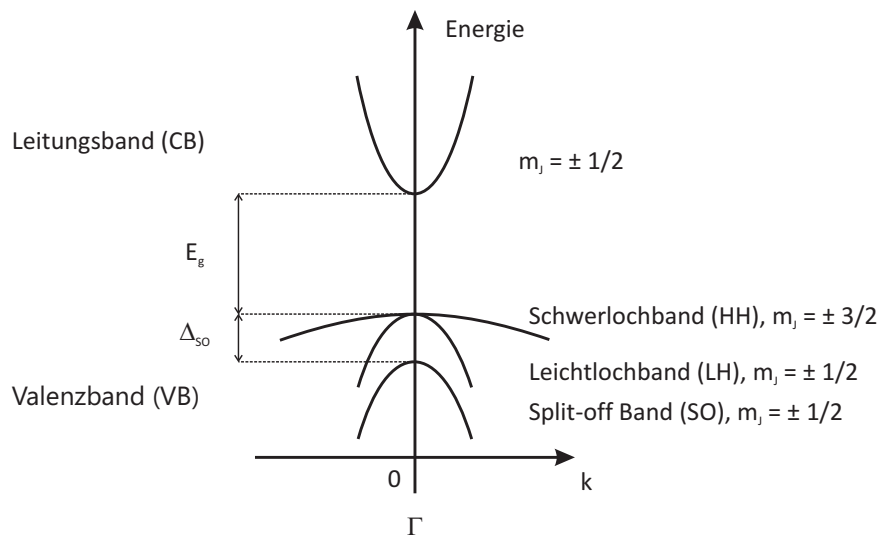


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der GaAs-Bandstruktur in der Nähe des Γ -Punktes.

der z-Komponente von J , m_j , für $\mathbf{k} = 0$ zweifach entartet ($m_J = \pm \frac{1}{2}$). Die beiden zu $J = \frac{3}{2}$ gehörigen Valenzbänder mit $m_J = \pm \frac{3}{2}$ und $m_J = \pm \frac{1}{2}$, welche auch als *Schwerloch-* (engl. *heavy hole*, HH)- und *Leichtlochband* (engl. *light hole*, LH) bezeichnet werden, sind demnach für $\mathbf{k} = 0$ vierfach entartet. Das dritte zu $J = \frac{1}{2}$ gehörige Valenzband mit $m_j = \pm \frac{1}{2}$, welches aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung (engl. *spin-orbit interaction*, SOI) um die Energie Δ_{SO} abgesenkt ist, ist zweifach entartet. Aufgrund der Abspaltung (engl. *split-off*, SO) wird dieses Band auch als SO-Band bezeichnet. Auf die Spin-Bahn-Wechselwirkung, aufgrund derer das Valenzband in HH-, LH- und SO-Band aufspaltet, wird in Kapitel 3.1 näher eingegangen. Der energetische Abstand, E_g , zwischen dem Minimum des Leitungsbandes und dem Maximum des Valenzbandes wird als Bandlücke (engl. *band gap*) bezeichnet. Befinden sich das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes an der selben Stelle im k -Raum (vgl. z.B. Abb. 2.3), so spricht man von einem direkten Halbleiter (z.B. GaAs), ansonsten von einem indirekten Halbleiter (z.B. AlAs). Im Materialsystem $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ lässt sich abhängig von der Aluminium-Konzentration die Bandlücke von $E_{g,\text{GaAs}} = 1.52$ eV bis $E_{g,\text{AlAs}} = 2.25$ eV (jeweils bei 5 K) „maßschneidern“ (Abb. 2.5), wobei man für $x < 0.43$ eine direkte, für $x > 0.43$ eine indirekte Bandlücke erhält [Kal96].

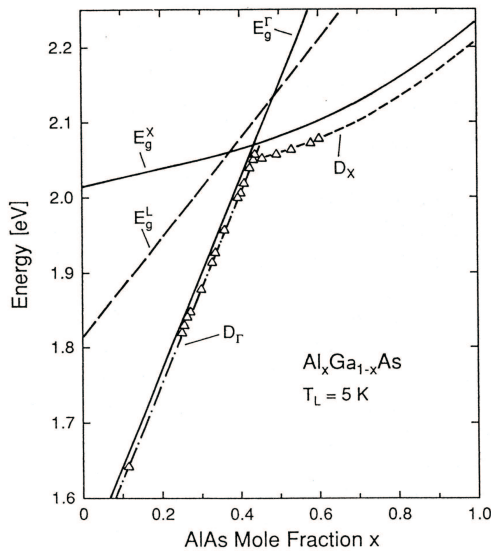


Abbildung 2.5: Verlauf der Bandlücke E_g von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ am Γ -, X - und L -Punkt (vgl. Abb. 2.3) und der Donator-gebundenen Exzitonen (D_Γ bzw. D_X) in Abhängigkeit von der Al-Konzentration. Bei einer Al-Konzentration von $x = 0.43$ findet der Übergang von der direkten zur indirekten Bandlücke bei einer Temperatur von 5 K statt (aus [Kal96]).

2.2.3 Heterostrukturen und Dotierung

Heterostrukturen

Aufgrund der sehr ähnlichen Gitterkonstanten lassen sich Heterostrukturen, wie zum Beispiel $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ auf GaAs, nahezu verspannungsfrei herstellen. In Abbildung 2.6 ist eine Heterostruktur aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten gezeigt. Da sich die jeweiligen Bandlücken unterscheiden, führt dies zu einem Einschlußpotential (engl. *confinement potential*) für Elektronen und Löcher. Der Unterschied der Bandlücken verteilt sich auf das Leitungsband (ΔE_C) und das Valenzband (ΔE_V). $\Delta E_{C,V}$ werden als Leitungsband- beziehungsweise Valenzbanddiskontinuität bezeichnet.

Durch die unterschiedlichen Bandlücken kann die Bewegungsrichtung der Ladungsträger in einer oder mehreren Richtungen eingeschränkt werden. Erreicht nun die räumliche Einschränkung die Grö-

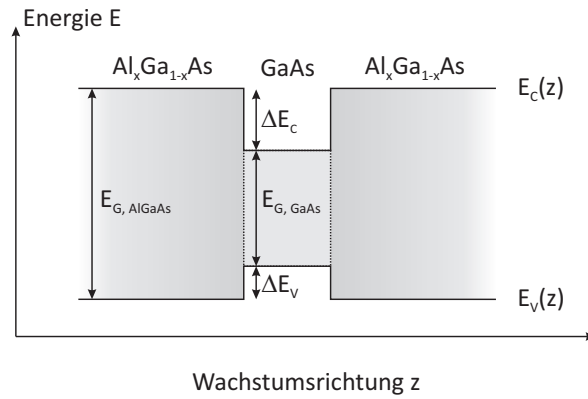


Abbildung 2.6: Schematischer Bandverlauf einer AlGaAs/GaAs/AlGaAs-Heterostruktur mit den entsprechenden Bandlücken (E_G) und Banddiskontinuitäten ($\Delta E_{C,V}$).

ßenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Teilchen, so treten quantenmechanische Quantisierungseffekte auf. Bei einer solchen Einschränkung in einer Richtung spricht man von einem Quantenwell oder auch Quantenfilm (engl. *quantum well*, QW), in zwei Richtungen von einem Quantendraht (engl. *quantum wire*) und bei einer Einschränkung in allen drei Richtungen von einem Quantenpunkt (engl. *quantum dot*).

Energiezustände im Quantenwell

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben basieren auf Quantenwell-Strukturen, daher wird in diesem Abschnitt auf die Energiezustände der Ladungsträger im QW eingegangen. In einem QW ist die Bewegung der Ladungsträger entlang der Wachstumsrichtung (hier z -Achse) durch das Potential $V(z)$ eingeschränkt. Dieses Potential ist durch die unterschiedliche Bandlücke zwischen Barriere und QW gegeben (s. Abb. 2.6). In der QW-Ebene (x -, y -Richtung, mit zugehörigen \mathbf{k} -Vektoren k_x und k_y) können sich die Ladungsträger frei bewegen. Ähnlich zum quantenmechanischen Problem „Teilchen im Kasten“ lautet die Schrödinger-Gleichung:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.7)$$

Mittels der Enveloppen-Funktions-Näherung (engl. *envelope-function approximation* [Bas81]) können die Energiezustände $E_{\mathbf{k}}$ innerhalb des QWs berechnet werden. Man setzt in Analogie zu Gleichung 2.4 als Wellenfunktion

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) u_0(\mathbf{r}) \quad (2.8)$$

an, wobei man annimmt, dass sich $u_{n,\mathbf{k}}$ in der Mitte der Brillouin-Zone bei $\mathbf{k} = 0$ nur sehr langsam ändert ($u_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \approx u_0(\mathbf{r})$). Für die Schrödinger-Gleichung ergibt sich dann:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(z) \right] \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{n,\mathbf{k}} \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.9)$$

Die Eigenenergien $E_{n,\mathbf{k}}$ hängen von der Potentialhöhe und der Breite des QWs ab. Für die Energiezustände ergibt sich für den Grenzfall eines unendlich hohen Potentials:

$$E_{n,\mathbf{k}} = E_{n,\mathbf{k}_{||}} = E_n + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m^*} \quad (2.10a)$$

$$= \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{n\pi}{d} \right)^2 + \frac{\hbar^2 k_{||}^2}{2m^*} \quad (2.10b)$$

mit $\mathbf{k}_{||} = (k_x, k_y, 0)$ und der Quantenzahl n . E_n ist dabei die Energie eines entsprechenden Subbandes und d die Breite des Quantenwells.

Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen von Schwer- und Leichtloch wird die Entartung des Valenzbands am Γ -Punkt ($k = 0$) aufgehoben und das LH- vom HH-Band um die Energie ΔE_{HH-LH} abgespalten:

$$\Delta E_{HH-LH} \approx \left(\frac{\hbar^2}{2m_{HH}^*} - \frac{\hbar^2}{2m_{LH}^*} \right) \left(\frac{\pi}{d} \right)^2 \quad (2.11)$$

Abbildung 2.7 zeigt die Leichtloch-Schwerloch-Aufspaltung in GaAs/AlGaAs-QWs in Abhängigkeit von der QW-Breite. Die Aufspaltung erreicht das Maximum bei ca. 4 nm, bei schmälere QWs reduziert die zunehmende endliche Eindringtiefe der Elektronenwellenfunktion in die Barriere die Aufspaltung [Kha89].

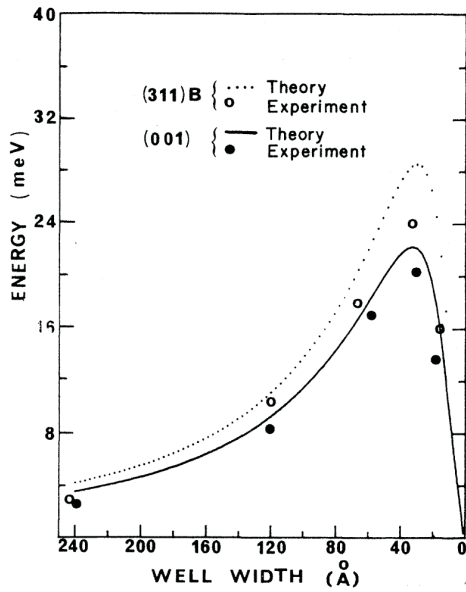


Abbildung 2.7: Abhängigkeit der Leichtloch-Schwerloch-Aufspaltung in GaAs/ $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ -QWs (aus [Kha89]): Die Kreise stellen experimentelle Daten dar, die durchgezogenen Linien die berechnete HH-LH-Aufspaltung. In den Rechnungen wurde die endliche Barrirenhöhe des QWs berücksichtigt. Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Massen nimmt die HH-LH-Aufspaltung mit abnehmender QW-Breite zu und ist bei ≈ 4 nm maximal. Bei schmälere QWs fällt die zunehmende endliche Eindringtiefe der Ladungsträger in die Barriere stärker ins Gewicht und reduziert so die HH-LH-Aufspaltung.

Dotierung

In einem neutralen, undotierten Halbleiter befindet sich die Fermi-Energie E_F bei der Temperatur $T = 0$ in der Bandlückenmitte. Die Bandlücke liegt bei Halbleitern in der Größenordnung von einigen eV. Für $T \rightarrow 0$ gibt es keine freien Zustände, in die Elektronen aus dem Valenzband thermisch angeregt werden können, das heißt der Halbleiter ist isolierend. Eine herausragende Eigenschaft von Halbleitern ist, dass sich deren Ladungsträgerdichte durch gezielte Zugabe von „Verunreinigungen“

(Dotierung) mit typischen Konzentrationen von bis 10^{21} cm^{-3} um mehrere Größenordnungen verändern lässt. Hierbei wird ein N-wertiges Atom durch ein $(N \pm 1)$ -wertiges Atom ersetzt, wobei (+) die im Vergleich zum Halbleiter zusätzlichen beziehungsweise fehlenden (-) Valenzelektronen im Atom bezeichnet. Im ersten Fall liefern die Dotieratome zusätzliche Elektronen, weshalb diese auch Donatoren genannt werden. Man spricht hierbei auch von n -Dotierung. Besitzen die Dotieratome allerdings weniger Elektronen als die Atome im Halbleiter, sind also sogenannte Akzeptoren, so können diese Elektronen aus dem Kristall an sich binden. Man spricht dann auch von p -Dotierung. Die Dotierung verschiebt die Fermi-Energie zum Leitungs- beziehungsweise Valenzband hin. Liegen die elektronischen Zustände der Donatoren beziehungsweise Akzeptoren nur etwa um $k_B T \approx 25 \text{ meV}$ (für $T = 300 \text{ K}$) unter der Leitungsband- (E_C) beziehungsweise über der Valenzbandkante (E_V), so spricht man von flachen Störstellen. Akzeptor- oder Donatorzustände aufgrund der Dotierung sind typischerweise flache Störstellen. Liegen die Zustände noch weiter in der Bandlücke, so spricht man von tiefen Störstellen.

GaAs ist ein III-V-Verbundhalbleiter, wobei Gallium III-wertig und Arsen V-wertig ist. Bringt man nun ein IV-wertiges Dotieratom (z.B. Silizium) ein, so hängt die Art der Dotierung von der Gitterposition des Dotieratoms ab. Je nach Kristallorientierung kann über Wachstumsparameter kontrolliert werden, ob Silizium einen Ga- oder As-Platz einnimmt, und folglich als Akzeptor oder Donator wirkt.

In Abschnitt 2.3.4 werden die Eigenschaften von Mangan-dotierten GaAs diskutiert. Auf die sogenannte Modulationsdotierung, die Grundlage vieler hochbeweglicher Elektronen- und Lochsysteme ist, wird in Kapitel 5.1 näher eingegangen.

2.2.4 Neutrale und geladene Exzitonen

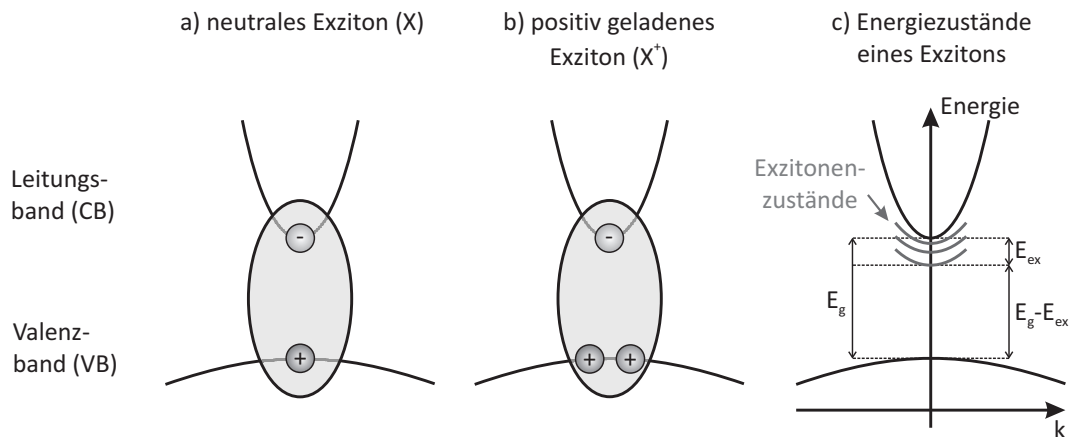


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung von a) neutralen (X) und b) positiv geladenen Exzitonen (X^+). c) Energieabsenkung des Elektrons aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung im Einteilchen-Elektronenbild.

Unter einem Exziton versteht man einen über die Coulombwechselwirkung gebundenen Zustand aus einem Elektron und einem Loch (Abb. 2.8a). Ist an ein neutrales Exziton ein zusätzliches Loch gebunden, so spricht man von einem positiv geladenem Exziton X^+ (Abb. 2.8b), und im Falle eines

zusätzlichen Elektrons von einem negativ geladenem Exziton X^- . Geladene Exzitonen werden aufgrund der Anzahl der Elektronen und Löcher auch als Trionen bezeichnet.

Generell unterscheidet man zwei Klassen von Exzitonen: bei den Wannier-Mott-Exzitonen handelt es sich um einen über viele Gitterkonstanten delokalisierten Bindungszustand, während sogenannte Frenkel-Exzitonen auf eine beziehungsweise wenige Einheitszellen lokalisiert sind. Frenkel-Exzitonen lassen sich nur unter Berücksichtigung der vollen Bandstruktur beschreiben, wohingegen sich Wannier-Mott-Exzitonen in einem Wasserstoff-ähnlichen Effektivmassenmodell beschreiben lassen. Die Energie des Exzitons² ist um die Bindungsenergie gegenüber den Energien von Elektron und Loch für den nicht wechselwirkenden Fall abgesenkt. Anschaulich betrachtet ist im Einteilchen-Elektronenbild die Elektronenenergie um die Exzitonenbindungsenergie reduziert (Abb. 2.8c). In GaAs-Volumenmaterial kann diese Bindungsenergie analog dem Wasserstoffatom berechnet werden, wenn dabei die Elektronen- und Protonenmasse durch die zugehörigen effektiven Massen von Elektron m_e^* und Loch m_h^* ersetzt werden sowie die Dielektrizitätskonstante ϵ_r von GaAs berücksichtigt wird [Kal96, Yu05]:

$$E_{ex} = -\frac{\mu^* e^4}{2\hbar^2 (4\pi\epsilon_0)^2 \epsilon_r^2} = -R^*, \quad (2.12)$$

mit der effektiven, reduzierten Masse μ^* des Elektron-Loch-Systems, der Vakuum-Dielektrizitätskonstante ϵ_0 sowie der Exzitonen-Rydberg-Konstante R^* . Für die Gesamtenergie des Exzitons gilt:

$$E_n = E_g + E_{kin} - \frac{R^*}{n^2}, \quad (2.13)$$

mit der Bandlücke E_g , der kinetischen Energie E_{kin} und der Quantenzahl $n \in \mathbb{N}$. Analog zum Wasserstoff-Atom ergibt sich für den Bohr'schen Radius a^*

$$a^* = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar^2}{\mu^* e^2}. \quad (2.14)$$

Für Volumen-GaAs ($\epsilon_r = 13.1$ [Kal96]) ergibt sich $R^* = 4.9$ meV und $a^* = 112$ Å. Geht man nun zum zweidimensionalen Fall über, so ergibt sich:

$$E_{n,2D} = E_g + E_{kin} - \frac{R^*}{(n - 1/2)^2} \quad \text{sowie} \quad (2.15)$$

$$a_{2D}^* = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon_r\hbar^2}{\mu e^2} (n - 1/2) \quad (2.16)$$

Im zweidimensionalen Fall mit unendlichen hohen Barrieren³ ist im Vergleich zu 3D das niedrigste Niveau ($n = 1$) viermal so stark gebunden und der Bohr'sche Radius a_{2D}^* um den Faktor 2 kleiner.

Aufgrund der niedrigen Bindungsenergien in GaAs sind Exzitonen bei Raumtemperatur in der Regel ionisiert, weswegen sie erst bei tiefen Temperaturen beobachtet werden können.

²Da in fast allen technisch relevanten Halbleitern Wannier-Mott-Exzitonen vorliegen, beziehen sich folgende Überlegungen auf Wannier-Mott-Exzitonen und es wird im folgenden Verlauf der Arbeit nur noch von Exzitonen gesprochen.

³Abweichungen treten in realen 2D Strukturen aufgrund des endlich hohen Potentials, wodurch die Wellenfunktion in die Barriere eindringen kann, und einer endlichen QW-Breite („quasi 2D“) auf.

2.3 Wachstum und Eigenschaften von GaMnAs

2.3.1 Tieftemperatur GaAs

Bei Wachstum von GaAs auf (100)-Oberflächen wird das Substrat normalerweise auf eine hohe Temperatur (engl. *high temperature*, HT) von typischerweise ≈ 600 °C geheizt, um eine möglichst gute Kristallqualität mit wenigen Versetzungen und Defekten zu erzielen. Es ist allerdings auch möglich, und wie zum Beispiel beim Wachstum von GaMnAs auch notwendig, GaAs bei deutlich niedrigeren Temperaturen (engl. *low temperature*, LT), das heisst bei ≈ 200 - 300 °C, herzustellen. Hierbei treten allerdings eine Reihe von Kristalldefekten auf:

- Gallium-Fehlstellen (engl. *gallium vacancies*, V_{Ga}) wirken als Akzeptor und treten mit Defektdichten von bis zu 10^{18} cm^{-3} [Mis93] auf.
- Arsen auf einem Galliumplatz (engl. *arsenic antisites*, As_{Ga}) hingegen wirkt als zweifacher Donator mit Defektdichten von bis zu 10^{20} cm^{-3} .
- Der Einbau von Arsen auf Zwischengitterplätzen (engl. *arsenic interstitials*, As_I) konnte bislang nicht nachgewiesen werden [Liu95].

Diese Punktdefekte führen dazu, dass LT-GaAs sowohl elektrisch isolierend [Loo90] als auch optisch „tot“ [Gup91] ist, da diese Defekte als Fallen für Ladungsträger wirken und diese innerhalb weniger als einer Picosekunde nichtstrahlend rekombinieren können.

2.3.2 Kristalleigenschaften: LT-GaMnAs

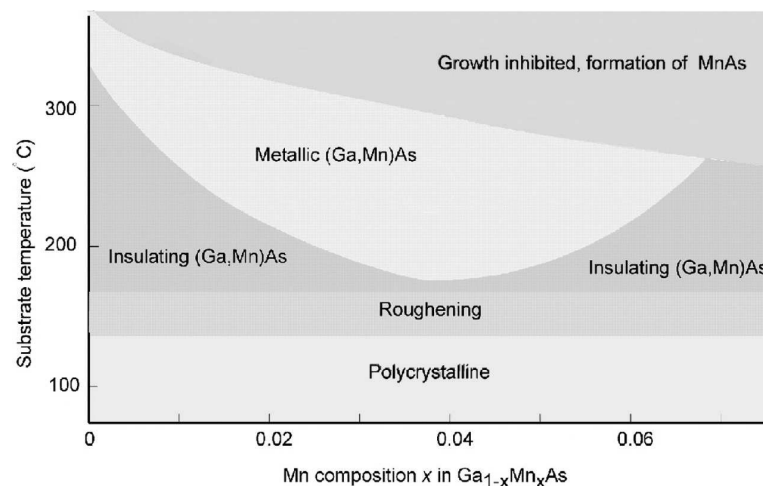


Abbildung 2.9: Schematisches Phasendiagramm für das MBE-Wachstum von GaMnAs: Die Substrattemperatur und Mangan-Konzentration spielen eine entscheidende Rolle für die Eigenschaften der gewachsenen GaMnAs Schicht (aus [Ohn98]).

Der verdünnt magnetische Halbleiter (engl. *diluted magnetic semiconductor*, DMS) GaMnAs wurde 1996 durch H. Ohno *et al.* [Ohn96] vorgestellt. Abbildung 2.9 zeigt ein schematisches Phasendiagramm

für das Wachstum von GaMnAs. Abhängig von der Mn-Konzentration und der Wachstumstemperatur können sich sowohl metallisches, das heisst leitendes, oder auch isolierendes GaMnAs bilden. Unter bestimmten Bedingungen kann sich auch MnAs bilden. MnAs besitzt im Gegensatz zu GaAs eine hexagonale Nickelarsenid-Kristallstruktur. Nahe des thermodynamischen Gleichgewichts des Wachstums von GaAs ist die Bildung von MnAs-Einschlüssen in GaAs begünstigt. Um metallisches GaMnAs zu erhalten, findet das Wachstum weit ab vom thermodynamischen Gleichgewicht bei tiefen Wachstumstemperaturen ($\approx 200 - 300$ °C) und Mn-Konzentrationen im einstelligen Prozentbereich statt. Durch die niedrigere Substrattemperatur wird die Bildung von MnAs-Einschlüssen unterbunden. Ist die Temperatur allerdings zu niedrig, so besitzen die auf die Substratoberfläche auftreffenden Adatome eine geringe Beweglichkeit, was zu rauen Oberflächen und sogar polykristallinem Wachstum führt.

Aufgrund des Tieftemperaturwachstums kann sich das II-wertige Mn mit der Elektronenkonfiguration [Ar] $3d^5 4s^2$ auf verschiedenen Gitterplätzen einbauen (Abb. 2.10):

- Im Idealfall besetzt Mn den Kristallplatz des III-wertigen Ga (Mn_{Ga}). Das im Vergleich zu Ga fehlende 4p-Valenzelektron führt somit zu einer p -Dotierung.
- Mn Atome auf Zwischengitterplätzen (engl. *Mn interstitials*, Mn_I) besitzen aufgrund der zwei 4s-Elektronen zusätzliche Elektronen und wirken daher als zweifache Donatoren, die die p -Dotierung kompensieren. Mögliche Positionen für die Mn_I sind tetragonale Anordnungen sowohl zwischen vier As- (T_{As4}) als auch Ga-Atomen (T_{Ga4}) als auch hexagonal zwischen drei Ga und drei As-Atomen [Maš04]. Die (T_{As4}) Anordnung stellt die energetisch günstigste dar [Hol06].

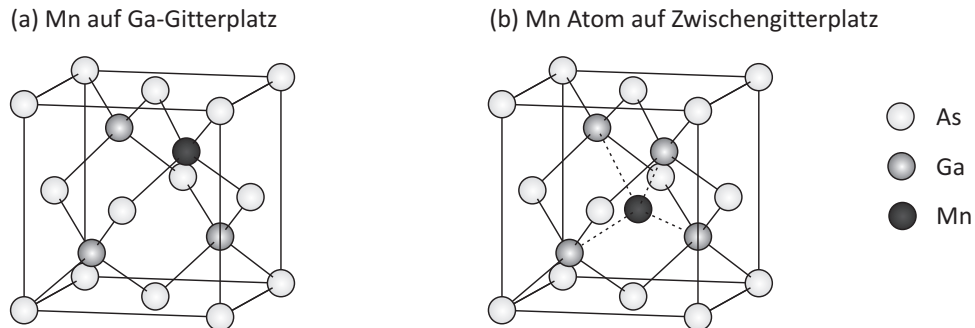


Abbildung 2.10: Mögliche Positionen für den Mn-Einbau in GaAs: (a) Substitutioneller Einbau auf einem Ga-Platz (Mn_{Ga}). (b) Mn auf einem Zwischengitterplatz, hier tetragonal zwischen vier Ga-Atomen (T_{Ga4}).

Zusätzlich können noch Kristalldefekte wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben auftreten. Die meisten Defekte führen dazu, dass die effektive p -Dotierung in GaMnAs reduziert wird und damit - wie in Kapitel 2.3.4 noch gezeigt werden wird - zu einer Erniedrigung der Curie-Temperatur. Eine gängige Methode, um die Störstellendichte der Mn_I zu reduzieren und somit die effektive Lochdichte zu erhöhen, ist das Annealing-Verfahren, welches im Folgenden kurz erläutert wird.

2.3.3 Annealing

Das post-growth annealing, das heisst das Ausheizen nach dem Probenwachstum, ist ein Verfahren, mit dem die Kristallstruktur verbessert werden kann. Durch das Ausheizen der Proben auf ca. 200°C werden die Atome thermisch angeregt. Schwach gebundene Atome, wie Mn auf Zwischengitterplätzen mit einer Bindungsenergie von ca. 0.8 eV, diffundieren an die Oberfläche der GaMnAs-Schicht [Edm04]. Die Proben werden hierbei unter Luftatmosphäre ausgeheizt. Die an die Oberfläche diffundierten Mn-Atome werden durch den in der Luft enthaltenen Sauerstoff durch Bildung von Manganoxid passiviert. Dadurch wird die Lochdichte in der GaMnAs-Schicht durch Reduktion der als Donatoren fungierenden Mn-Interstitials reduziert. Die Dichte der Arsen-Atome auf Gallium-Plätzen lässt sich auf diese Weise aufgrund der höheren Bindungsenergie nicht reduzieren.

Die Curie-Temperatur beispielsweise einer 30 nm dicken GaMnAs-Schicht auf GaAs(001) kann von ca. 110 K nach einer Annealing-Dauer von 20 Stunden auf ca. 170 K erhöht werden [Hir07]. Das Annealing ist somit ein geeignetes Verfahren, um die ferromagnetischen Eigenschaften von GaMnAs deutlich zu verbessern.

2.3.4 Ferromagnetische Kopplung in GaMnAs

GaMnAs zeigt unterhalb der ferromagnetischen Übergangstemperatur, die auch Curie-Temperatur T_C genannt wird, ein ferromagnetisches Verhalten. Die Ursache hierfür ist eine antiferromagnetische Kopplung zwischen Mn-Spins und freien Löchern. Diese Kopplung wird im Folgenden näher erläutert.

Im Idealfall wird, wie bereits erwähnt, Mn in GaAs substitutionell auf einem Ga-Platz eingebaut und führt zu einer p -Dotierung. Zusätzlich besitzt Mn durch die halb gefüllte 3d-Schale aufgrund der Hund'schen Regel ein maximales magnetisches Moment $5/2 \mu_B$. Die Elektronen der 3d-Schale sind nicht an Bindungen beteiligt, somit ist dieses Moment unabhängig von Bindungen. Aufgrund der relativ niedrigen Konzentration der Mn-Atome in GaMnAs und der damit verbundenen großen Abstände können diese nur indirekt wechselwirken.

Über die sogenannte Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (RKKY) Wechselwirkung [Rud54, Kas56, Yos57] koppeln die Spins der lokalisierten Manganionen mit Hilfe der antiferromagnetischen Wechselwirkung mit den Spins der freien Löcher: Die Kombination von zwei solcher Wechselwirkungen zwischen Manganion und Loch führt zu einer ferromagnetischen Wechselwirkung zwischen den Manganionen (Abb. 2.11) [Ohn99a]. Allgemein gilt für die Austauschwechselwirkung eines Spinsystems im Heisenbergmodell

$$H_{ex} = \sum_{i,j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.17)$$

wobei $J_{i,j}$ das Austauschintegral zwischen Spin i und j ist. Hierbei gilt für das Austauschintegral $J_{i,j}$:

$$J_{i,j} \propto \frac{\cos(k_F r_{i,j})}{r_{i,j}^3} \quad (2.18)$$

mit dem Fermiwellenvektor k_F und dem Abstand $r_{i,j}$ zwischen den beiden Spins. Der graphische Verlauf des Austauschintegrals $J_{i,j}$ ist in Abbildung 2.12 gezeigt.

Die theoretische Beschreibung des Ferromagnetismus in GaMnAs mittels des sogenannten *Zener*-

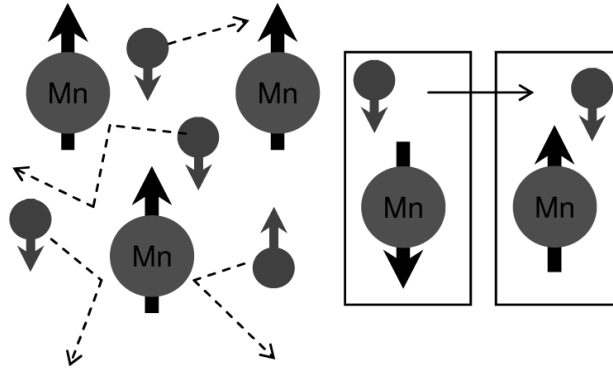


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der ferromagnetischen Wechselwirkung in GaMnAs. Links: Die Spins der freien Löcher (kleine Kreise) koppeln antiferromagnetisch mit den Spins der Manganionen. Manganionen können untereinander ferromagnetisch koppeln, wenn es zu einer Kombination von zwei antiferromagnetischen Wechselwirkungen kommt. Rechts: Passiert ein freies Loch ein Mn-Ion, so kommt es zum Umklappen des Mn-Spins (aus [Fab07]).

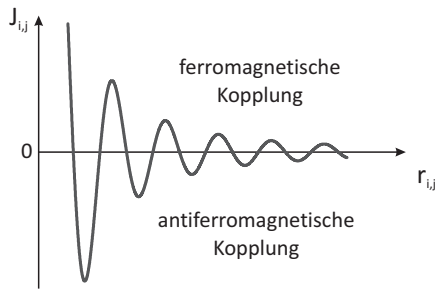


Abbildung 2.12: Graphischer Verlauf des Austauschintegrals $J_{i,j}$ der RKKY-Wechselwirkung. Für ein positives Vorzeichen ergibt sich eine ferromagnetische, für ein negatives Vorzeichen eine antiferromagnetische Wechselwirkung.

like mean field-Modells, welches analog zur RKKY-Wechselwirkung von einer über die Ladungsträger vermittelten Wechselwirkung ausgeht, liefert einen Zusammenhang zwischen Curie-Temperatur T_C , effektiver Mangankonzentration x_{eff} (d.h. Mn auf Ga Plätzen) und Lochladungsträgerdichte p (Abb. 2.13) [Die00]:

$$T_C \propto x_{eff} p^{1/3} \quad (2.19)$$

Dieser Zusammenhang wurde experimentell mehrfach bestätigt (siehe zum Beispiel [Wan04]). Als bisher höchste Curie-Temperatur wurde ein Wert von 185 K erreicht [Wan08].

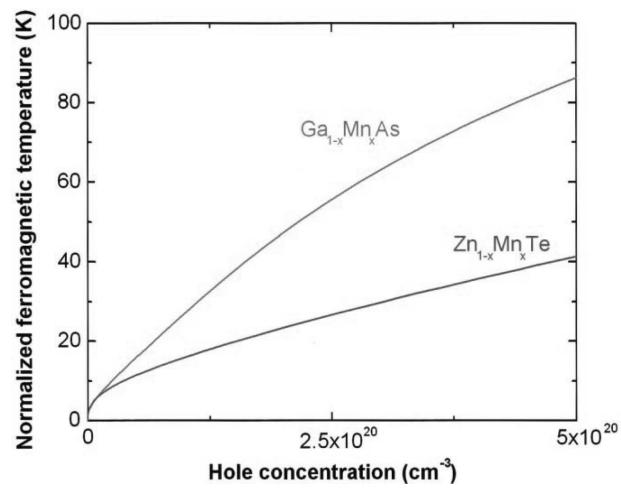


Abbildung 2.13: Berechneter Verlauf der ferromagnetischen Übergangstemperatur (Curie-Temperatur) in Abhängigkeit von der Löcherkonzentration in GaMnAs und ZnMnTe (aus [Die00]).

3 Spin in Halbleitern

Ein Schwerpunkt dieser Arbeit war die Untersuchung der Spindynamik in Halbleiterheterostrukturen. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über den Spin in Halbleitern. Grundlage vieler Spinphänomene ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung (engl. *spin-orbit interaction*, SOI). Die SOI hat, wie bereits in Kapitel 2.2.2 erwähnt, durch Aufspaltung der Bänder im Valenz- und Leitungsband entscheidenden Einfluss auf die Bandstruktur. Für die Erzeugung und Abnahme der Spinpolarisation ist die SOI ebenfalls von großer Bedeutung.

3.1 Spin-Bahn-Wechselwirkung

Die SOI ist die Wechselwirkung des Spins eines Elektrons mit dessen Bahndrehimpuls in einem Atom. Das Elektron mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$ bewegt sich in einem vom Atomkern erzeugten elektrischen Feld $\mathbf{E} = -\frac{1}{q}\nabla V(\mathbf{r})$, wobei $V(\mathbf{r})$ das elektrische Potential ist. Dieses elektrische Feld erzeugt im Rahmen der speziellen Relativitätstheorie ein effektives Magnetfeld \mathbf{B} , welches auf das Elektron in seinem Ruhesystem wirkt: Im Ruhesystem des Elektrons bewegt sich der Atomkern kreisförmig um das Elektron, was einem Kreisstrom entspricht. Dieser wiederum führt zu einem Magnetfeld:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{qm_0c^2} \mathbf{p} \times \nabla V \quad (3.1)$$

mit der Masse m_0 des freien Elektrons und der Lichtgeschwindigkeit c . Der Spin \mathbf{S} und das damit verbundene magnetische Moment $\mu = q/m \cdot \mathbf{S}$ des Elektrons kann nun mit dem magnetischen Feld koppeln. Somit ergibt sich für den resultierenden Hamiltonian \hat{H}_{SO} :

$$\hat{H}_{SO} = \frac{\hbar}{4m_0^2c^2} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot (\nabla V \times \hat{\mathbf{p}}) \quad (3.2)$$

mit dem Vektor der Pauli-Spinmatrizen $\hat{\boldsymbol{\sigma}} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ und $\hat{\mathbf{S}} = \hbar/2 \cdot \hat{\boldsymbol{\sigma}}$. Aufgrund des kugelsymmetrischen Potentials, das heisst $V(\mathbf{r}) = V(r)$, d.h. $\nabla V = \frac{dV(r)}{dr} \frac{\mathbf{r}}{r}$, lässt sich der Hamiltonian schreiben als

$$\hat{H}_{SO} = \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \frac{1}{m_0^2c^2} \mathbf{S} \cdot (\mathbf{r} \times \hat{\mathbf{p}}) \quad (3.3)$$

$$\sim \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (3.4)$$

mit dem Drehimpuls $\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \hat{\mathbf{p}}$. Man spricht auch von Russel-Saunders- oder L-S-Kopplung.

Für die s-artigen Elektronen im Leitungsband ist die SOI sehr gering und daher als Störung zu sehen, wohingegen aufgrund des p-artigen Charakters des Valenzbandes die Elektronen einen Bahndrehimpuls

($L \neq 0$) besitzen. Daher ist dort die SOI viel stärker und führt zur Aufhebung der Entartung am Γ -Punkt und zur Abspaltung des SO-Bandes, wie bereits im vorigen Kapitel erwähnt wurde.

3.2 Einfluss der Kristallstruktur: *Bulk* und *structure inversion asymmetry*

In Systemen mit zeitlicher und räumlicher Inversionssymmetrie

$$\text{Zeitliche Inversionssymmetrie : } t \rightarrow -t : E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(-\mathbf{k}) \text{ sowie} \quad (3.5)$$

$$\text{räumliche Inversionssymmetrie : } \mathbf{r} \rightarrow -\mathbf{r} : E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\uparrow}(-\mathbf{k}) \quad (3.6)$$

sind die Energiezustände spinentartet

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(\mathbf{k}). \quad (3.7)$$

Wird die räumliche Inversionssymmetrie gebrochen, so wird die Entartung aufgehoben:

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) \neq E_{\downarrow}(\mathbf{k}) \quad (3.8)$$

Hierzu zählen Strukturen mit räumlicher Inversionsasymmetrie und Strukturasymmetrie, auf die in den folgenden Abschnitten näher eingegangen wird. Die Aufhebung der Spinentartung kann in Form eines internen, \mathbf{k} -abhängigen Magnetfeldes $\mathbf{B}_i(\mathbf{k})$ beschrieben werden. Um dieses Magnetfeld präzisiert der Elektronenspin mit der Larmorfrequenz¹ $\Omega(\mathbf{k})$:

$$\Omega(\mathbf{k}) = \frac{\mu_B g}{\hbar} \mathbf{B}_i(\mathbf{k}) = \frac{eg}{2m} \mathbf{B}_i(\mathbf{k}) \quad (3.9)$$

mit dem Bohrschen Magneton $\mu_B = e/2m$ und dem Elektron- g -Faktor. Der zugehörige Hamilton-Operator lautet

$$\hat{H}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} \hbar \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \Omega(\mathbf{k}) \quad (3.10)$$

mit dem Operator der Pauli-Spinmatrizen $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$.

Bulk inversion asymmetry (BIA)

In Systemen mit räumlicher (Kristall-)Inversionsasymmetrie (engl. *bulk inversion asymmetry*, BIA), wie GaAs in der Zinkblende-Struktur, führt das Fehlen eines räumlichen Inversionszentrums zur Aufhebung der Spinentartung [Dre55]. Das „effektive“ magnetische Feld, welches auch Dresselhaus-Feld genannt wird, kann durch folgenden Zusammenhang beschrieben werden:

$$\Omega(\mathbf{k})_{BIA} = \frac{\gamma}{\hbar} [k_x (k_y^2 - k_z^2), k_y (k_z^2 - k_x^2), k_z (k_x^2 - k_y^2)] \quad (3.11)$$

Für einen in z -Richtung gewachsenen Quantenwell mit der Breite a können k_z und k_z^2 durch die zugehörigen Mittelwerte $\langle k_z \rangle = 0$ und $\langle k_z^2 \rangle = (\pi/a)^2$ ersetzt werden. Für schmale, schwach dotierte

¹In Analogie zu einem externen Magnetfeld, um das der Elektronenspin mit der Larmorfrequenz präzisiert wird, wird dieser Begriff hier ebenfalls verwendet, obwohl streng betrachtet kein externes Feld anliegt.

QWs gilt aufgrund der Quantisierung in guter Näherung zusätzlich $\langle k_z^2 \rangle \gg k_x^2, k_y^2$. Eingesetzt in Gleichung 3.11 ergibt sich für einen in (001)-Richtung gewachsenen QW [Dya08]:

$$\Omega(\mathbf{k})_{BIA,2D} = \frac{\beta}{\hbar} [-k_x, k_y, 0] \quad (3.12)$$

mit dem Dresselhaus-Koeffizienten $\beta = \gamma \langle k_z^2 \rangle$. In Abbildung 3.1a ist das Dresselhausfeld eines in (001)-Richtung gewachsenen QWs schematisch dargestellt.

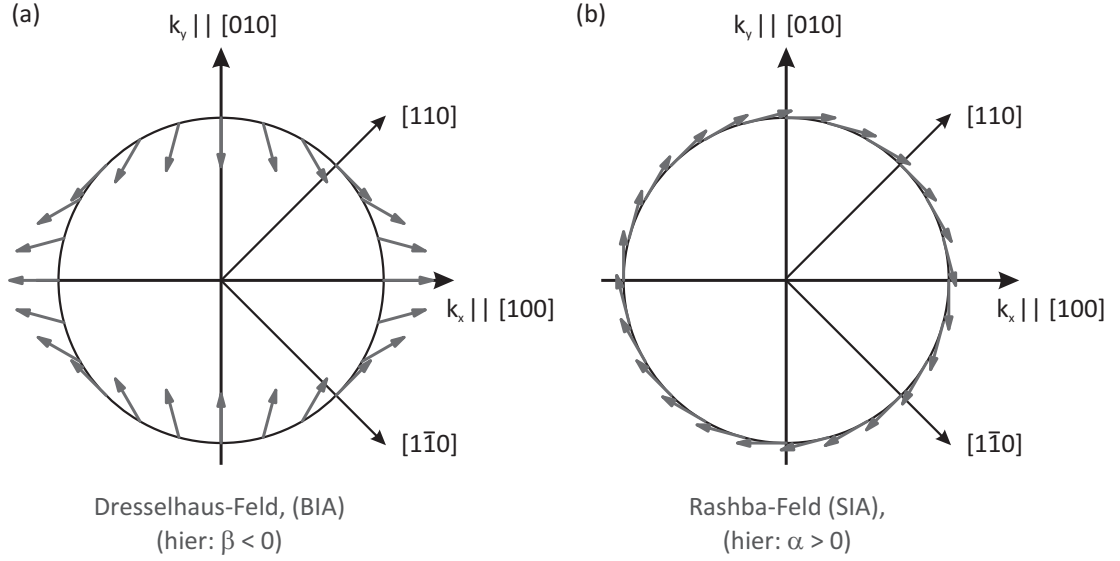


Abbildung 3.1: Dresselhaus-Feld (a) und Bychkov-Rashba-Feld (b) eines in (001)-Richtung gewachsenen QWs.

Structure inversion asymmetry (SIA)

Asymmetrischen Heterostrukturen weisen eine Strukturasymmetrie (engl. *structure inversion asymmetry*, SIA) auf, die einen weiteren Beitrag zur Spin-Bahn-Kopplung liefert, nämlich das Bychkov-Rashba- oder kurz Rashba-Feld [Byc84]. SIA tritt beispielsweise in asymmetrisch dotierten QWs auf (s. beispielsweise [Bel08]). Auch externe oder interne elektrische Felder sowie unterschiedliches Barrierenmaterial auf beiden Seiten des QWs können zu einer Struktur-Inversionsasymmetrie führen. Für das resultierende effektive magnetische Feld gilt:

$$\Omega(\mathbf{k})_{SIA} = \frac{\alpha}{\hbar} [k_y, -k_x, 0], \quad (3.13)$$

mit dem Rashba-Koeffizienten α . In Abbildung 3.1 ist das Rashba-Feld für einen GaAs-QW gezeigt.

Das Rashba-Feld liegt immer in der QW-Ebene, während die Richtung des Dresselhaus-Feldes von der Wachstumsrichtung abhängt.

3.3 Optische Erzeugung spinpolarisierter Ladungsträger

Ein endlicher Spinpolarisationsgrad von Elektronen im Leitungsband bedeutet, dass es einen Nichtgleichgewichtszustand zwischen Spin-up und Spin-down Zuständen der Elektronen gibt. Der Spinpolarisationsgrad ist allgemein definiert durch den Quotienten aus der Differenz und Summe der jeweiligen Spindichten:

$$P = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}}, \quad (3.14)$$

Die Injektion spinpolarisierter Ladungsträger, d.h. die Erzeugung einer endlichen Spinpolarisation, kann entweder elektrisch oder optisch erfolgen. Elektrisch geschieht dies beispielsweise durch Injektion aus ferromagnetischen Kontakten wie Eisen oder verdünnten magnetischen Halbleitern wie GaMnAs. Die Spins der Ladungsträger richten sich parallel zur makroskopischen Magnetisierung aus und werden durch Anlegen einer Spannung in den Halbleiter injiziert (siehe z.B. [Žut04]).

Die optische Orientierung beruht auf der Absorption von zirkular polarisiertem Licht [Dya71]. Bei optischen Übergängen gelten sowohl Energie- als auch Drehimpulserhaltung. Die Auswahlregeln für die Drehimpulsquantenzahl J und deren z -Komponente m_J sind:

$$\Delta J = \pm 1, \text{ sowie } \Delta m_J = \pm 1 \quad (3.15)$$

Abbildung 3.2 zeigt die erlaubten Übergänge in der Nähe des Γ -Punktes. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten werden durch das Betragsquadrat der Matrixelemente

$$\left| \langle J^f, m_J^f | \hat{Y} | J^i, m_J^i \rangle \right|^2 \quad (3.16)$$

bestimmt, wobei $|J^i, m_J^i\rangle$ für die Anfangs- (i) und Endzustände (f), sowie \hat{Y} für den Operator des zirkular polarisierten Lichts stehen. Regt man Elektronen mit linkszirkular polarisiertem Licht

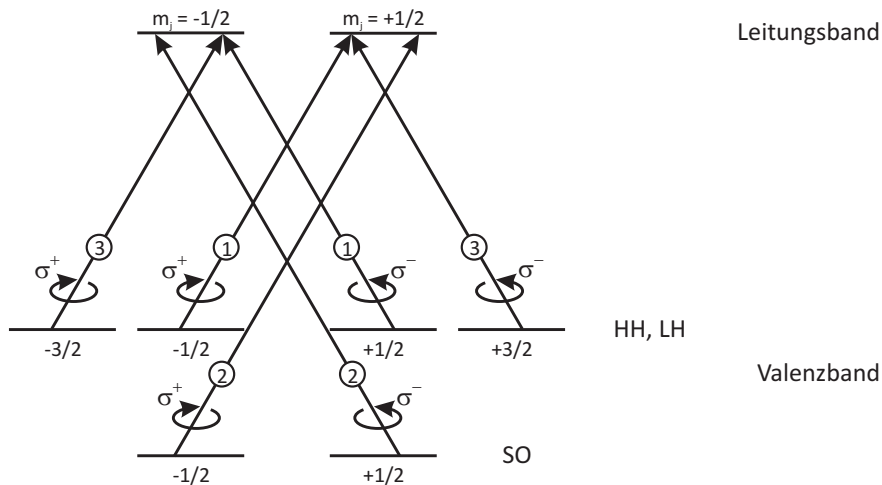


Abbildung 3.2: Dipolerlaubte Übergänge von Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband in Volumen-GaAs unter Absorption von zirkular polarisiertem Licht (σ^\pm). Die zugehörigen relativen Übergangswahrscheinlichkeiten sind in den Kreisen angegeben (Abb. nach [Dya84]).

($\sigma^+ \rightarrow \Delta m_J = +1$) und einer Energie größer als der Bandlücke ($E_{\text{photon}} > E_g$) aus dem Valenz- ins Leitungsband an, so findet ein Übergang aus dem HH-Valenzband ins Leitungsband ($m_J = -3/2 \rightarrow m_J = -1/2$) sowie aus dem LH-Valenzband ins Leitungsband ($m_J = -1/2 \rightarrow m_J = +1/2$) im Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten von 3:1 statt. Mit Formel 3.14 ergibt sich ein maximaler Spinpolarisationsgrad P_0 von

$$P_0 = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{1 - 3}{1 + 3} = -\frac{1}{2}. \quad (3.17)$$

Man erreicht somit einen maximalen Spinpolarisationsgrad von 50%, wobei das Minus in obiger Formel bedeutet, dass der Elektronenspin antiparallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichts orientiert ist. Werden Zustände aus dem SO-Band mit angeregt, was für Licht mit größerer Energie bzw. für

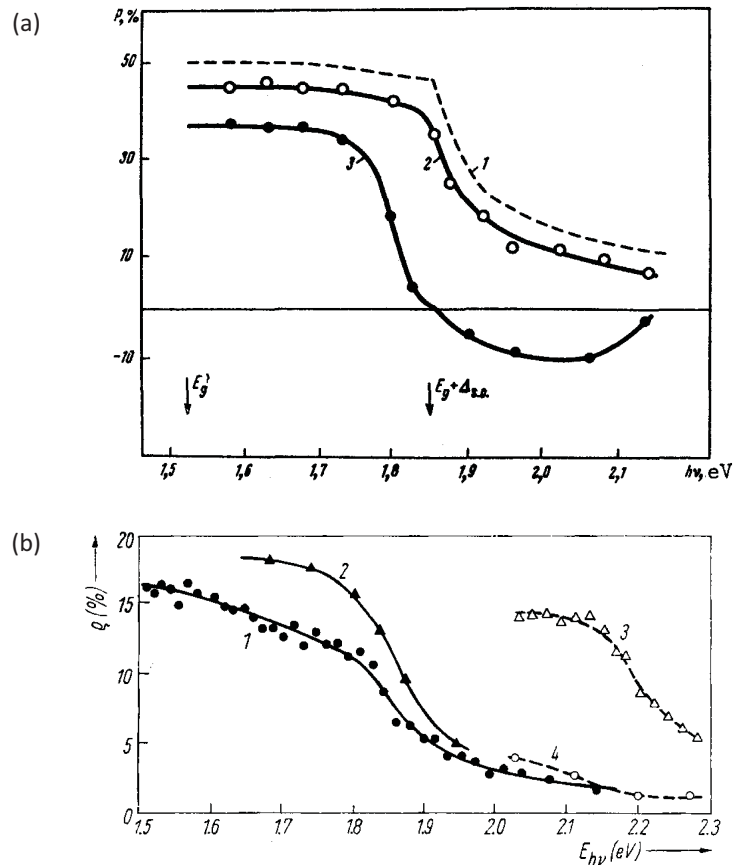


Abbildung 3.3: (a) Abhängigkeit des Spinpolarisationsgrades der photogenerierten Elektronen von der Anregungsenergie (Volumen-GaAs bei 4.2 K, Kurve 2, aus [Eki71]) (b) Polarisationsgrad der Lumineszenz in Abhängigkeit von der Anregungsenergie (Volumen-GaAs bei 4.2 K, Kurve 2, aus [Dzh72]).

kleine SO-Abspaltung zutrifft, so erhält man keine Netto-Spinpolarisation:

$$P_0 = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{(1+2) - 3}{(1+2) + 3} = 0, \quad (3.18)$$

das heisst die beiden Zustände im Leitungsband mit $m_J = \pm 1/2$ werden gleich stark besetzt und es ergibt sich keine Netto-Spinpolarisation. In Abbildung 3.3a ist der Polarisationsgrad optisch angeregter Elektronen in Volumen-GaAs in Abhängigkeit von der Anregungsenergie gezeigt: Werden nur Elektronen aus dem HH- und LH-VB angeregt, so wird, wie bereits gezeigt, ein Polarisationsgrad von 50 % erreicht. Werden allerdings Elektronen aus dem SO-Band mitangeregt, so erfolgt keine Netto-Spinpolarisation.

Für die strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren, bei der wieder Licht emittiert wird, gelten die selben Auswahlregeln und relativen Übergangswahrscheinlichkeiten wie für die Absorption von zirkular polarisiertem Licht. Für den Zirkularpolarisationsgrad des emittierten Lichts, P_{circ} , gilt $P_{circ} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-}$, wobei $I^{+/-}$ die Intensität des $\sigma^{+/-}$ polarisierten Anteils des Lumineszenzlichts ist. Es ergibt sich somit ein maximaler Polarisationsgrad (s. Abb. 3.3b), wenn zuvor aus dem LH- und HH-Valenzband Elektronen angeregt wurden, von

$$P_{circ} = \frac{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) - (n_{\downarrow} + 3n_{\uparrow})}{(3n_{\downarrow} + n_{\uparrow}) + (n_{\downarrow} + 3n_{\uparrow})} \stackrel{n_{\downarrow}=3n_{\uparrow}}{=} \frac{(9+1) - (3+3)}{(9+1) + (3+3)} = \frac{1}{4} = -\frac{P_0}{2} \quad (3.19)$$

Wie bereits in Kapitel 2.2.3 gezeigt wurde, ist die HH- und LH-Entartung in Quantenwells aufgehoben. Somit können Elektronen mit spektral scharfem, zirkular polarisiertem Licht ($E_g + \Delta_{HH,LH} > E_{\text{Photon}} > E_g$) selektiv nur aus dem HH-VB ins CB angeregt werden, wodurch sich eine maximale Spinpolarisation von 100% ergibt (s. Abb. 3.4):

$$P_0 = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} = \frac{(0-3)}{(0+3)} = -1. \quad (3.20)$$

Die SOI ist somit dafür verantwortlich, dass mittels zirkular polarisiertem Laserlicht optische Ori-

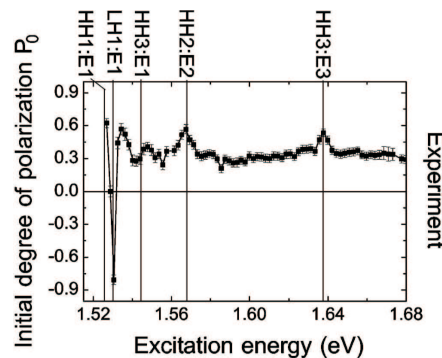


Abbildung 3.4: Gemessene Elektronenspinpolarisation in einem 19.8 nm breiten GaAs-Quantenwell als Funktion der Anregungsenergie (aus [Pfa05]).

entierung mit einem Polarisationsgrad von bis zu 100 % auftreten kann.

3.4 Spinrelaxation und Spindephasierung

Ein Ungleichgewicht im Spinsystem kehrt nach einer gewissen Zeit wieder ins Gleichgewicht zurück. Die Spinrelaxation und -dephasierung mit der longitudinalen Relaxationszeit (T_1) und transversalen Dephasierungszeit (T_2) sind Prozesse, die wieder zu einem Spin-Gleichgewicht führen:

- Die Spinrelaxationszeit T_1 ist die Zeit, die die longitudinale Komponente der Magnetisierung, d.h. die Magnetisierung parallel zum angelegten Magnetfeld, benötigt, um wieder den Gleichgewichtszustand zu erreichen. Bei diesem Vorgang wird Energie vom Spin-System zum Gitter übertragen (typischerweise durch Phononen).
- T_2 hingegen ist die transversale Dephasierungszeit einer Magnetisierung, die um ein äußeres Magnetfeld präzediert. Dephasierung tritt aufgrund von Fluktuationen im Magnetfeld auf.

Die phänomenologischen Bloch-Torrey-Gleichungen [Blo46, Tor56] für die Präzession, das Abkling- sowie Diffusionsverhalten einer Magnetisierung \mathbf{M} in einem von außen angelegten Magnetfeld $\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{z}} + \mathbf{B}_1(t)$, mit einer statischen, longitudinalen Komponente B_0 entlang der z-Richtung und einem transversalen, oszillierenden Anteil $\mathbf{B}_1(t)$ senkrecht zur z-Richtung, definieren $T_{1,2}$ [Žut04]:

$$\frac{\partial M_x}{\partial t} = \gamma_e (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_x - \frac{M_x}{T_2} + D \nabla^2 M_x \quad (3.21a)$$

$$\frac{\partial M_y}{\partial t} = \gamma_e (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_y - \frac{M_y}{T_2} + D \nabla^2 M_y \quad (3.21b)$$

$$\frac{\partial M_z}{\partial t} = \gamma_e (\mathbf{M} \times \mathbf{B})_z - \frac{M_z - M_z^0}{T_1} + D \nabla^2 M_z \quad (3.21c)$$

$\gamma_e = \mu_B g / \hbar$ ist hierbei das gyromagnetische Verhältnis des Elektrons, D die Diffusionskonstante und $M_z^0 = \chi B_0$ die Magnetisierung im thermischen Gleichgewicht mit der statischen Suszeptibilität des Systems.

In Experimenten wird typischerweise die Spinrelaxation eines Ensembles an Spins mit der Zerfallszeit T_2^* gemessen. In T_2^* gehen somit im Vergleich zu T_2 inhomogene Verbreiterungen, die durch Fluktuationen Δg im g-Faktor aber auch durch k -abhängige effektive Felder hervorgerufen werden, mit ein. Zwischen T_2 und T_2^* gilt folgender Zusammenhang [Yak08]:

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_{2,inh}} \quad (3.22)$$

Für $T_{2,inh}$ gilt hierbei, falls als Inhomogenitäten nur der g -Faktor berücksichtigt wird:

$$T_{2,inh} = \frac{\hbar}{\Delta g \mu_B B} \quad (3.23)$$

Setzt man Gl. 3.23 in Gl. 3.22 ein, so ergibt sich folgender Zusammenhang für T_2^* bei festem T_2 , welcher in Abbildung 3.5 dargestellt ist:

$$T_2^* = \frac{T_2}{1 + \frac{T_2 \Delta g \mu_B B}{\hbar}} \quad (3.24)$$

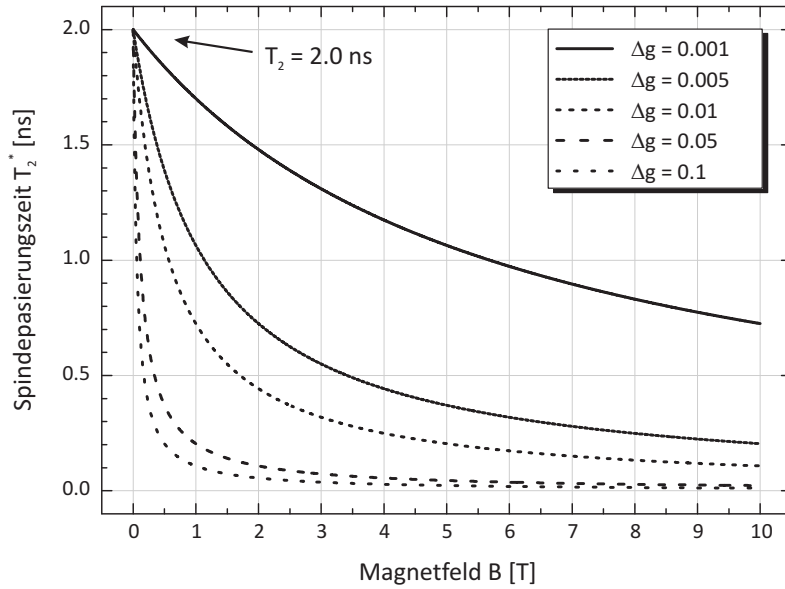


Abbildung 3.5: Simulierter Verlauf der Spindephasierungszeit T_2^* bei einer festen transversalen Spinrelaxationszeit $T_2 = 2.0$ ns. Die Dephasierung erfolgt aufgrund von Fluktuationen im g -Faktor, Δg .

Damit wird offensichtlich, dass allgemein $T_2 \geq T_2^*$ gilt, wobei für Elektronen im Leitungsband oftmals in guter Näherung $T_2 = T_2^*$ und in isotropen und kubischen Festkörpern außerdem $T_1 = T_2$ gilt [Žut04]. Da zusätzlich in den Experimenten in dieser Arbeit die Spins nur in transversaler Richtung zum äußeren Magnetfeld erzeugt werden, wird im Folgenden daher zwischen $T_{1,2}$ nicht mehr unterschieden und diese zur Spinlebensdauer beziehungsweise Spinrelaxationszeit τ_S zusammengefasst.

3.5 Spinrelaxationsmechanismen

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass ein externes Feld zur Spinrelaxation führen kann. Die verschiedenen, für diese Arbeit relevanten Mechanismen werden im Folgenden erläutert. Auch ohne externe Magnetfelder tritt Spinrelaxation auf: eine Ursache dafür sind interne effektive Magnetfelder, welche durch die SOI hervorgerufen werden.

3.5.1 Der Elliott-Yafet-Mechanismus

Streuprozesse von Ladungsträgern an Phononen (vor allem bei hohen Temperaturen) oder Störstellen (v.a. bei tiefen Temperaturen) sind in der Regel spinerhaltend. Der Elliot-Yafet-(EY)-

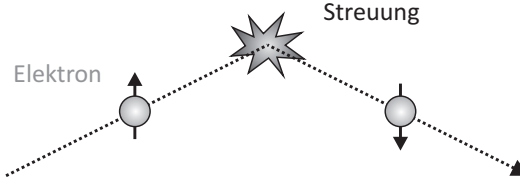


Abbildung 3.6: Der Elliott-Yafet-Mechanismus: Streuprozesse führen (mit einer relativ kleinen Wahrscheinlichkeit) zu einem Umkappen der Spins und damit zur Spinrelaxation.

Relaxationsmechanismus [Ell54, Yaf63] basiert auf dem Zusammenspiel von Spin-Bahn-Kopplung und Streuprozessen. Die SOI führt dazu, dass die Blochfunktionen keine Spin-Eigenzustände mehr sind, es kommt vielmehr zu einer Mischung aus Spin-up $|\uparrow\rangle$ und Spin-down $|\downarrow\rangle$ Zuständen. Für die Blochwellenfunktionen gelten daher [Žut04]:

$$\Psi_{n,\mathbf{k},\uparrow} = \{a_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) |\uparrow\rangle + b_{n,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) |\downarrow\rangle\} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (3.25)$$

$$\Psi_{n,\mathbf{k},\downarrow} = \{a_{n,-\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) |\downarrow\rangle - b_{n,-\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) |\uparrow\rangle\} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (3.26)$$

Da in den meisten Fällen $|a| \approx 1$ und $|b| \approx 0$ gilt, kann man diese beiden Zustände als Spin-up- und Spin-down-Zustände bezeichnen. Da allerdings beide Zustände eine, wenn auch geringe, Beimischung der jeweils entgegengesetzten Spinzustände besitzen, kann es bei Streuprozessen aufgrund einer endlichen Übergangswahrscheinlichkeit zwischen einem Spin-up- und einem Spin-down-Zustand zu einem Spin-Flip-Vorgang kommen (Abb. 3.6), wodurch die Spinrelaxationszeit τ_S direkt proportional zur Impulsrelaxationszeit τ_p wird:

$$\tau_S \sim \tau_p \quad (3.27)$$

In III-V Halbleitern gilt darüber hinaus für Leitungsbandelektronen mit der Energie $E_{\mathbf{k}} = E(\mathbf{k})$ [Žut04]:

$$\frac{1}{\tau_S(E_{\mathbf{k}})} \sim \left(\frac{\Delta_{SO}}{E_g + \Delta_{SO}} \right)^2 \left(\frac{E_{\mathbf{k}}}{E_g} \right)^2 \frac{1}{\tau_p(E_{\mathbf{k}})} \quad (3.28)$$

Der EY-Mechanismus ist daher für Halbleiter mit kleiner Bandlücke und großer Spin-Bahn-Kopplung (wie zum Beispiel InSb) wichtig.

3.5.2 Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus

Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus (DP) [Dya72] basiert wie der EY-Mechanismus auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung. Wird das Elektron mit der Impulsstreuzeit τ_p gestreut (Abb. 3.7), so ändert sich der \mathbf{k} -Vektor, und damit auch die Richtung des effektiven Magnetfeldes $\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k})$. Das Elektron präzediert nun um eine andere Magnetfeldrichtung. Man kann hierbei zwei Grenzfälle unterscheiden:

- $\tau_p \Omega \geq 1$: Hierbei präzediert der Spin mehrere Umdrehungen um das Magnetfeld bevor das erste

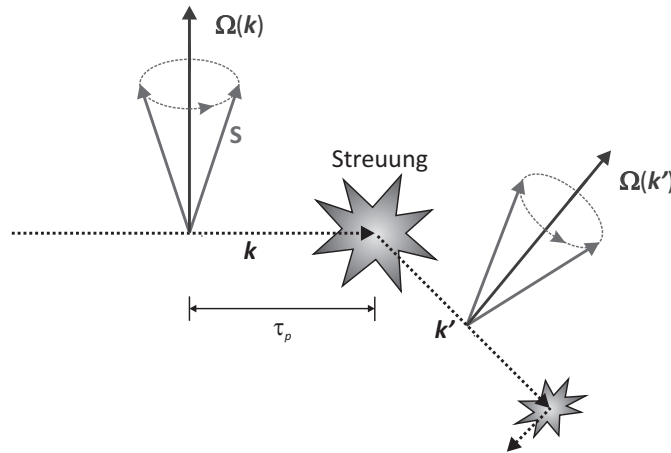


Abbildung 3.7: Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus: Der Spin der Ladungsträger präzediert um ein \mathbf{k} -abhängiges, effektives Magnetfeld $\Omega(\mathbf{k})$. Bei einem Streuprozess ändert sich der \mathbf{k} -Vektor zu \mathbf{k}' und damit auch das effektive Magnetfeld.

Streueignis auftritt. Der Gesamtspin eines Ensembles an Elektronen dephasiert reversibel aufgrund des k -abhängigen Magnetfeldes $\mathbf{B}(\mathbf{k})$ und damit unterschiedlicher Präzessionsfrequenzen $\Omega(\mathbf{k})$. Die Spinrelaxationszeit ist dabei proportional zur Breite $\Delta\Omega$ der Verteilung der Präzessionsfrequenz. Die Spinrelaxation aufgrund von Dephasierung ist dabei umso effektiver, je weniger Streueignisse auftreten.

- $\tau_p\Omega \ll 1$: Dieser Fall wird oftmals auch als der eigentliche DP-Mechanismus angesehen und mit *motional narrowing regime* bezeichnet. Mit dem *random walk model* (siehe z.B. [Lec05, Žut04]) lässt sich die Spinrelaxationszeit abschätzen:

Zwischen zwei Streuprozessen präzediert der Elektronenspin um einen kleinen Winkel $\delta\phi$

$$\delta\phi = \Omega \tau_p \quad (3.29)$$

Streut nun das Elektron, so ändert sich dessen \mathbf{k} -Vektor, und der Spin präzediert um ein anderes effektives Magnetfeld. Für den Erwartungswert des Quadrates des Drehwinkels gilt nach $n = t/\tau_p$ *random walk* Schritten

$$\langle (\delta\phi)^2 \rangle \sim (\Omega\tau_p)^2 n \sim \Omega^2 \tau_p t \quad (3.30)$$

Die Spinrelaxationszeit τ_S wird durch die Bedingung $\langle (\delta\phi)^2 \rangle \approx 1$ als $\tau_S = t$ definiert. Damit ergibt sich, dass die Spinrelaxationszeit τ_S indirekt proportional zur Impulsstreuzeit τ_p ist:

$$\frac{1}{\tau_S} \sim \Omega^2 \tau_p \quad (3.31)$$

Das bedeutet, dass die Spinrelaxationszeit umso länger ist, je öfter das Elektron gestreut wird. Anschaulich betrachtet kann der Elektronenspin dem häufigen Wechsel des Magnetfeldes nicht

folgen und verharrt in seiner ursprünglichen Position.

Für undotierte und n -dotierte Halbleiter mit Inversionsasymmetrie ist der DP-Mechanismus in der Regel der dominierende Mechanismus [Žut04].

3.5.3 Der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus

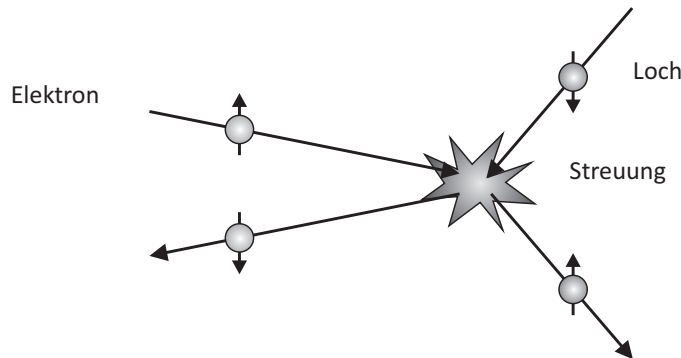


Abbildung 3.8: Der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus: Bei der Streuung von Elektronen (links) und Löchern (rechts) mit antiparallelem Spin kann sich der Spin beider Stoßpartner drehen.

Anders als der EY- und DP-Mechanismus basiert der der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus (BAP) [Bir75] nicht auf der Spin-Bahn-Wechselwirkung, sondern auf der Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern. Der entsprechende Hamilton-Operator lautet

$$\hat{H} = A \hat{\mathbf{S}} \cdot \hat{\mathbf{J}} \delta(\mathbf{r}) \quad (3.32)$$

wobei A das Austauschintegral zwischen Valenz- und Leitungsbandzuständen, $\hat{\mathbf{S}}$ der Spinoperator der Elektronen, $\hat{\mathbf{J}}$ der Drehimpulsoperator der Löcher und \mathbf{r} die relative Position von Elektron und Loch ist. Bei der Streuung von Elektronen und Löchern mit entgegengesetztem Spin kann sich der Spin beider Stoßpartner drehen (Abb. 3.8). Vernachlässigt man die Spinpolarisation der Löcher, was in vielen Fällen (z.B. in n -dotierten QWs) aufgrund der wesentlich schnelleren Spinrelaxation der Löcher gerechtfertigt ist, so reduziert sich die effektive Spinpolarisation der Elektronen mit jedem Spin-Flip-Ereignis.

Da der BAP-Mechanismus freie Löcher voraussetzt, tritt dieser Mechanismus hauptsächlich in p -dotierten Halbleitersystemen oder auch nach optischer Orientierung im n -dotierten HL auf. In Systemen mit Inversionsasymmetrie tritt der BAP-Mechanismus zusätzlich zu dem EY- und DP-Mechanismus auf. BAP dominiert in stark p -dotierten Proben bei tiefer Temperatur, während bei höherer Temperatur der DP-Mechanismus dominiert [Žut04].

3.5.4 Hyperfein-Wechselwirkung

Ein weiterer Mechanismus ist die Hyperfein-Wechselwirkung von Elektronen mit dem Spin des Atomkerns. Der Hamilton-Operator hat die Form

$$\hat{H}_{hyper} \sim \hat{\mathbf{I}} \cdot \hat{\mathbf{S}} \quad (3.33)$$

wobei $\hat{\mathbf{I}}$ der Operator des Kernspins und $\hat{\mathbf{S}}$ der des Elektronenspins ist. Ursachen sind hier räumliche (aufgrund der ungeordneten Kernspins im Kristall) und zeitliche Fluktuationen (aufgrund von Dipol-Dipol-Wechselwirkung) des Kernfeldes. Er tritt bei lokalisierten Elektronen, wie zum Beispiel in Quantenpunkten oder an Störstellen gebundenen Elektronen auf. Für freie Elektronen ist er vernachlässigbar.

3.5.5 Spindynamik von Löchern

Lochspin-Relaxation durch Impulsstreuung

Lange Zeit wurde angenommen, dass der Lochspin in Volumen-GaAs instantan relaxiert [Mei84]: Aufgrund der starken Mischung der HH- und LH-Valenzbänder ($J_{HH,LH} = 3/2$ mit $m_{J,LH} = \pm 3/2$ und $m_{J,LH} = \pm 1/2$) sowie der Spin-Bahn-Wechselwirkung sind die Lochzustände mit $k \neq 0$ keine Spin-Eigenzustände und das Loch kann bei jedem Streuprozess (und damit Änderung des Impulses k) das Band wechseln und somit seinen Spin verlieren (Spin-Flip). Diese Spindepolarisation findet damit auf der Zeitskala der Impulsrelaxationszeit τ_p statt. Vor einigen Jahren konnte eine Lochspin-Relaxationszeit von 110 fs in Volumen-GaAs gemessen werden [Hil02]. Streuzentren können beispielsweise andere Löcher, Störstellen oder Phononen sein.

Lochspin-Relaxation in GaAs-Quantenwells

In Quantenwells ist aufgrund der Quantisierung die Entartung für $k = 0$ aufgehoben (s. Kap. 2.2.3), allerdings tritt auch hier für $k \neq 0$ eine Mischung der LH- und HH-Wellenfunktionen auf [Pfa05], wodurch es zu einem Spin-Flip-Vorgang kommen kann. Theoretische Berechnungen ergaben, dass die Spin-Flip-Zeiten in QWs länger als die Rekombinationszeit der Ladungsträger sind und Spin-Flips in schmalen QW stärker unterdrückt werden [Fer91]. Experimentell konnten Lochspin-Lebensdauern von 4 ps in einem 8 nm dicken, n-modulationsdotierten Multi-QW gemessen werden [Dam91]. In einem ebenfalls n-dotierten, 7.5 nm breitem QW wurden hingegen eine Relaxationszeit von ≈ 1 ns [Rou92] gefunden. Diese Abweichungen konnten den Einfluss der Anregungsleistung und -energie zurückgeführt werden: Experimentell wurde dieser Zusammenhang an einer Probe mit n-dotierten Multi-QWs mit 4.8 nm Topfbreite gemessen: So konnten an einer Probe Abklingzeiten zwischen 4 ps und 1.2 ns gemessen werden [Bay95]. Erklärt wird dieses Verhalten mit der Anfangstemperatur (engl. *initial temperature*) der Ladungsträger: Für $k = 0$ sind Spin-Flip-Prozesse zwischen HH- und LH-Valenzband verboten, wohingegen für $k \neq 0$ ein Mischen zwischen LH- und HH-Zuständen auftritt und somit die Lochspins relaxieren können.

Weitere Relaxationsmechanismen

Analog zum D'yakonov-Perel'-Mechanismus [Dya72] für Elektronen führt die räumliche Inversionsasymmetrie in GaAs auch für die Löcher zu einem effektiven Magnetfeld. Dieses wiederum verursacht eine Präzession und könnte damit eine Relaxation der Lochspins bewirken (vgl. Kap. 3.5.2 für Elektronen). Berechnungen, die die Streuung an geladenen Störstellen und Grenzflächendefekten [Fer91] als auch akustischen Phononen [Rou94] berücksichtigen, bestätigen den Mechanismus. Ähnlich dem Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus [Bir75] für Elektronen (s. Kap. 3.5.3) führt die Streuung von Löchern an Elektronen aufgrund der Austauschwechselwirkung zu einem Spin-Flip und damit zur Spinrelaxation [Bay95]. Bei lokalisierten Elektronen spielt die Kontakt-Hyperfeinwechselwirkung mit den Atomkernen bei der Spinrelaxation eine wichtige Rolle (vgl. Kap. 3.5.4). Allerdings ist bei Löchern aufgrund des p-artigen Valenzbandes und damit verschwindender Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Loches am Atomkern die Lochspinrelaxation aufgrund der Hyperfein-Wechselwirkung sehr effektiv unterdrückt.

Einfluss von lokalisierten Lochzuständen in schwach p -dotierten Systemen

Für lokalisierte Löcher sind im Gegensatz zu freien Löchern die meisten Spinrelaxationsmechanismen stark unterdrückt, da der Impuls wesentlich kleiner ist, was zu einer Reduzierung der SOI als auch zu einer Unterdrückung des Spin-Flips durch Impulsstreuung führt. Stark lokalisierte Löcher finden sich beispielsweise in Quantenpunkten: In InGaAs-Quantenpunkten konnte eine Lochspin-Lebensdauer von einigen hundert ps beobachtet werden [Hei07]. Aber auch in Quantenwells mit Potentialfluktuationen aufgrund statistischer Schwankungen in der Dotierschicht als auch aufgrund von Monolagenfluktuationen an der Grenzfläche zwischen QW und Barriere können Löcher lokalisieren. Experimentell konnte mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation (vgl. Kap. 4.2.4) eine lange Lochspin-Lebensdauer von bis zu 650 ps in einem GaAs/AlGaAs Quantenwell beobachtet werden [Syp07]. Die Dephasierung des Lochspins führt aufgrund von Inhomogenitäten des g -Faktors im Quantenwell zu einer $1/B$ Abhängigkeit (Abb. 3.9). Die mit den Fluktuationen verbundene Variation des g -Faktors führt dann in einem externen Magnetfeld B zu einer Dephasierung der Lochspins [Sem02].

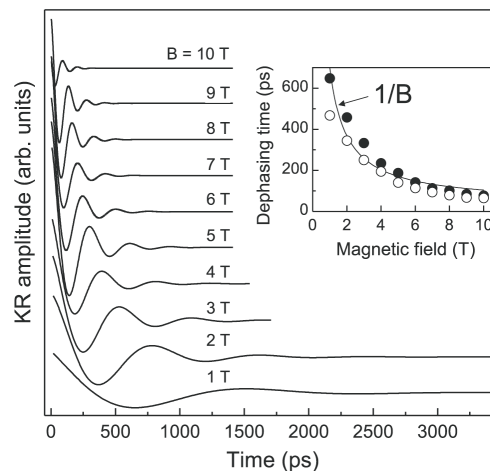


Abbildung 3.9: Lochspin-Oszillationen in einem GaAs/AlGaAs-Quantenwell mit angelegtem externen Magnetfeld. Die $1/B$ -Abhängigkeit hat ihren Ursprung in g -Faktor-Inhomogenitäten im Quantenwell (aus [Syp07]).

4 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methoden dargestellt. Neben der stationären und zeitaufgelösten Photolumineszenz-Spektroskopie kamen die zeitaufgelöste, differentielle Transmission zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauern, sowie die zeitaufgelöste Kerr- beziehungsweise Faraday-Rotation zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Spinpolarisation zum Einsatz. Prinzipielle Unterschiede bei der Bestimmung der Spindynamik mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz und Kerr- beziehungsweise Faraday-Rotation werden anschließend diskutiert. Die Präparation optisch dünner Proben, die für die Faraday-Messungen benötigt werden, wird abschließend beschrieben.

4.1 Photolumineszenz-Spektroskopie

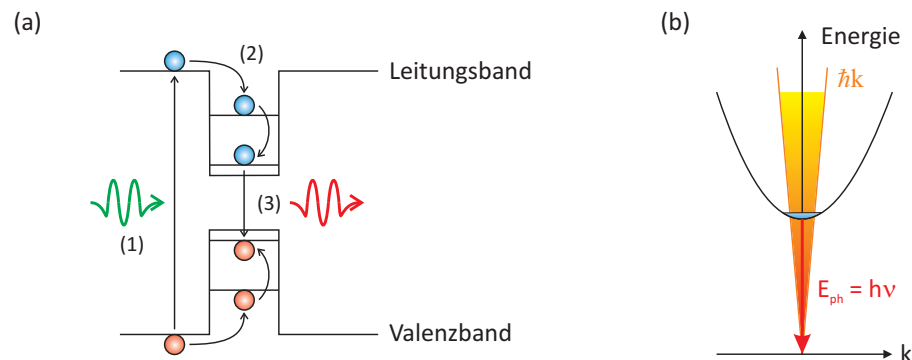


Abbildung 4.1: (a) Prinzip der Photolumineszenz: (1) Das einfallende Photon erzeugt über die Bandkante des Barrierenmaterials ein Elektron-Loch-Paar, (2) Einfang und Relaxation in den Grundzustand des QWs, (3) Rekombination des Elektron-Loch-Paares unter Emission eines Photons. (b) Die strahlende Rekombination von Exzitonen ist nur im Lichtkegel, der durch die lineare Dispersion $E(k)$ der Photonen gebildet wird, möglich. Exzitonen mit einem größeren Impuls müssen daher erst in den Lichtkegel relaxieren, bevor sie rekombinieren können.

Die Photolumineszenz (PL) ist eine gängige Methode um optische Übergänge zu untersuchen. Bei der PL wird die zu untersuchende Probe durch Licht angeregt, das von der Probe emittierte Licht mittels eines Spektrometers spektral aufgelöst und mittels einer CCD-Kamera aufgenommen. Abbildung 4.1 zeigt schematisch das Prinzip der PL:

1. Das eingestrahlte Licht besitzt eine Energie, die größer als die der Bandlücke ist. Je nach verwendeter Wellenlänge spricht man von resonanter oder nicht-resonanter Anregung. In Abbildung 4.1 werden Elektron-Loch-Paare nicht-resonant zum QW mittels Laserlicht über die Bandkante des Barrierenmaterials angeregt. In der Regel wird die Energie der Photonen deutlich größer gewählt als die Bandlücke, um das Laserlicht und die Lumineszenz spektral trennen zu können.
2. Die Elektronen und Löcher relaxieren in den QW und können dort Exzitonen bilden. Photonen besitzen im Vergleich zu den angeregten Elektron-Loch-Paaren einen vergleichsweise geringen Impuls. Da bei optischen Übergängen neben der Energie- auch die Impulserhaltung gilt, müssen die Elektron-Loch-Paare in den sogenannten Lichtkegel (Abb. 4.1b) relaxieren. Über Stöße mit Phononen können die Exzitonen Energie abgeben und thermalisieren, wodurch sie in energetisch niedrigere Zustände gelangen.
3. Nach einer gewissen Zeit rekombinieren die Elektron-Loch-Paare wieder. Durch Emission von Photonen wird die Übergangsenergie freigesetzt.

Das ausgesandte Licht ist dabei charakteristisch für die jeweils untersuchten Proben. Durch eine spektrale Analyse der Lumineszenz kann man auf die Energiezustände in den Proben schließen.

4.2 Zeitaufgelöste Messungen

4.2.1 Der Titan:Saphir-Laser und Autokorrelation

Das Kernstück der zeitaufgelösten Messungen bildet ein modengekoppelter Titan:Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser). Der Ti:Sa-Kristall, ein mit Titan dotierter Saphir-Kristall (Al_2O_3), wird durch einen dioden-gepumpten Festkörperlaser mit einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. Der Ti:Sa-Laser ist im Wel-

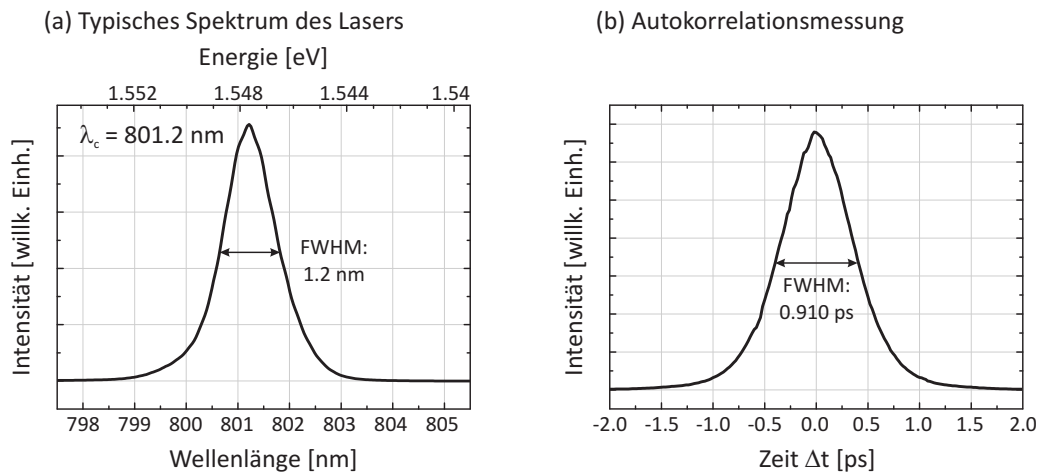


Abbildung 4.2: (a) Typisches Laserspektrum im Pulsbetrieb. Der Laser wurde auf eine zentrale Wellenlänge λ_c von 801.2 nm justiert. Das Laserprofil weist dabei eine spektrale Breite von 1.2 nm auf. (b) Autokorrelationsmessung: Aus dem gemessenen Intensitätsverlauf des mittels Photodiode gemessenen frequenzverdoppelten Lichts lässt sich die zeitliche Länge des Laserpulses bestimmen.

lenlängenbereich von 720 bis 900 nm durchstimmbar und erreicht im Pulsbetrieb eine typische Ausgangsleistung von 400 mW mit einer Pumpleistung von 5 W. Die Pulswiederholrate beträgt dabei 82 MHz, was einem zeitlichen Pulsabstand von ca. 12 ns entspricht. Abbildung 4.2a zeigt ein typisches spektrales Profil des Lasers: Die Halbwertsbreite beträgt 1.2 nm bei einer zentralen Wellenlänge λ_c von 801.2 nm. Die zeitliche Pulslänge lässt sich mit einem Autokorrelationsverfahren bestimmen: Hierbei wird der Strahl zweigeteilt und einer der beiden Strahlen über eine Verzögerungsschiene geführt, mit welcher sich der zeitliche Abstand der Pulse zueinander einstellen lässt. Diese beiden Teilstrahlen werden auf einen nichtlinearen Beta-Bariumborat-Kristall (BBO) fokussiert: Treffen die beiden Strahlen zeitgleich auf, so werden die Photonen der beiden Strahlen durch Frequenzverdopplung in Photonen der halben Wellenlänge umgewandelt. Diese emittierten Photonen werden mit einer Photodiode mittels Lock-In-Technik detektiert. Variiert man nun den zeitlichen Überlapp der beiden Pulse und misst das Signal der Photodiode, so kann man aus dem gemessenen Intensitätsverlauf die Pulslänge bestimmen (Abb. 4.2b). Mathematisch bedeutet dies eine Faltung des zeitlichen Verlaufs des Laserpulses ($I_1(t)$) mit sich selbst ($I_2(t)$):

$$I_{auto}(\Delta t) \propto \int I_1(t - \Delta t) \cdot I_2(t) dt \quad (4.1)$$

Dieses Verfahren wird als Autokorrelation bezeichnet. Aus der Halbwertsbreite $T_{1/2,AK} = 910$ fs des gemessenen Intensitätsprofils lässt sich die Pulslänge τ_{Puls} bestimmen. Das zeitliche Profil $I(t)$ des Laserpulses eines Ti:Sa-Lasers lässt sich mit einer quadrierten Sekans hyperbolicus-Funktion beschreiben, wodurch sich für die Pulslänge folgender Zusammenhang ergibt [Spe99]:

$$\tau_{puls} = 0.648 \cdot T_{1/2,AK} \approx 600 \text{ fs} \quad (4.2)$$

Die Pulsdauer beträgt damit ca. 600 fs.

4.2.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie

Bei den in dieser Arbeit durchgeführten zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen (engl. *time-resolved photoluminescence*, TRPL) wird ein gepulster Titan-Saphir-Laser verwendet, um die Probe anzuregen. Abbildung 4.3 zeigt das Funktionsprinzip eines Streak-Kamera-Systems, mit dessen Hilfe der zeitliche Verlauf des Photolumineszenzsignals aufgenommen werden kann. Zu unterschiedlichen Zeiten ankommende PL-Signale sind verschiedenfarbig angedeutet. Das PL-Signal wird mittels eines Spektrometers spektral zerlegt. Die Photonen treffen dann auf eine Photokathode und werden in Elektronen umgewandelt. Diese durchlaufen eine Beschleunigungsspannung und treffen auf die sogenannte *micro channel plate* (MCP). Die MCP funktioniert als Sekundärelektronenmultiplikator, welcher die auftreffenden Elektronen vervielfacht. Senkrecht zur Beschleunigungsspannung liegt eine weitere, sinusförmige Ablenkspannung¹ an, welche mit der Laserwiederholfrequenz synchronisiert wird. Aufgrund der zu unterschiedlichen Zeiten eintreffenden Photonen werden die Elektronen ebenfalls zu unterschiedlichen Zeiten erzeugt, und somit unterschiedlich stark durch die zeitlich variierende Spannung abgelenkt. Die Elektronen werden nun in der MCP vervielfacht und treffen anschließend auf einen Phosphorschirm und werden dort wieder in Photonen umgewandelt, welche mittels einer

¹Gemessen wird hierbei im linearen Anstiegsbereich der sinusförmigen Ablenkspannung.

CCD-Kamera detektiert werden. Die spektrale und zeitliche Informationen erhält man aus der Position der emittierten Photonen auf dem Phosphorschirm. Ein typisches zeitaufgelöstes PL-Spektrum ist in Abb. 4.4a gezeigt. Aus solchen Spektren lassen sich sowohl zeitintegrierte (Abb. 4.4b) als auch zeitaufgelöste Photolumineszenz (Abb. 4.4c) bestimmen.

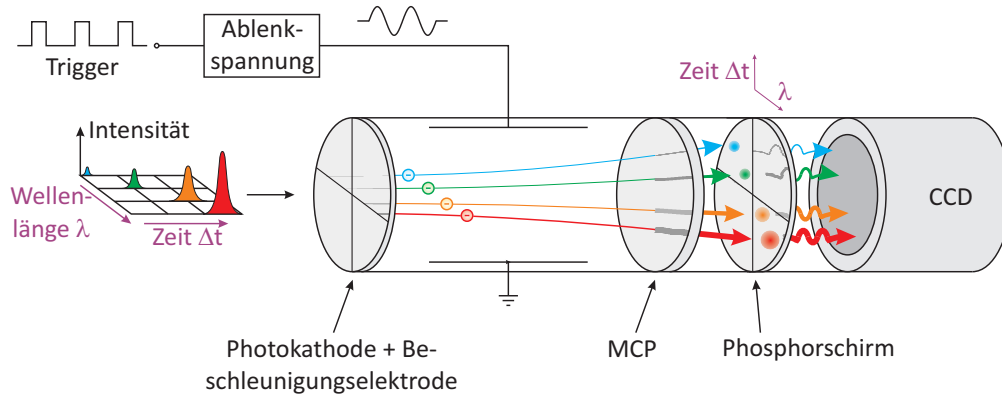


Abbildung 4.3: Funktionsprinzip der Streak-Kamera: Zu unterschiedlichen Zeiten ankommende Photonen werden über eine Photokathode in Elektronen umgewandelt. Aufgrund des zeitlichen Unterschieds spüren sie beim Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung eine unterschiedlich starke Ablenkspannung. Dadurch treffen sie auf dem Phosphorschirm an unterschiedlichen Stellen auf. Aus der Position der emittierten Photonen wird der zeitliche und spektrale Verlauf der PL bestimmt.

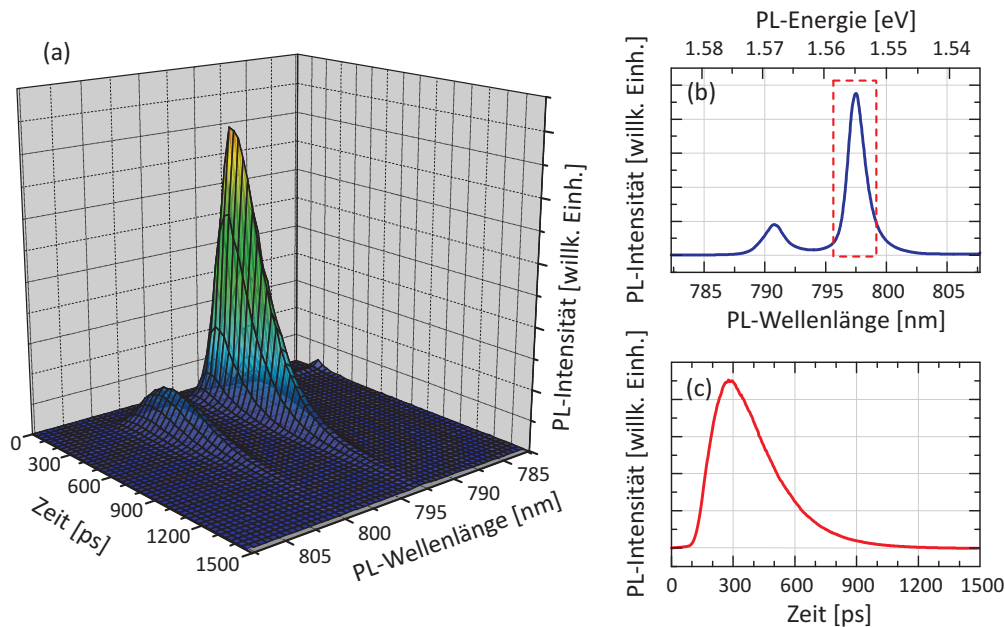


Abbildung 4.4: (a) 3D-Plot einer TRPL-Messung. (b) Zeitlich integrierte Photolumineszenz. (c) Zeitlicher Verlauf der PL für den in (b) rot markierten spektralen Bereich.

Messung der Spindynamik mittels TRPL

Um den Spinpolarisationsgrad mittels TRPL zu detektieren, wird die Probe jeweils mit links- und rechtszirkular polarisiertem Laserlicht angeregt und die PL-Intensität einer festen zirkularen Polarisationsrichtung detektiert: Man spricht von co- bzw. contra-Richtung, wenn das detektierte und das Anregungslicht die gleiche bzw. entgegengesetzte Polarisationsrichtung aufweisen. Ein endlicher Anteil der Ladungsträger verliert innerhalb der PL-Rekombinationszeit τ_R seine Spinpolarisation, was wiederum zu einer endlichen Intensität in der contra-Richtung führt. Der Mittelwert aus $I_{co}(t)$ und $I_{contra}(t)$ ergibt den zeitlichen Verlauf² der Photolumineszenz und damit Informationen über die Ladungsträgerlebensdauer τ_R : $I_{co}(t) + I_{contra}(t) \propto e^{-t/\tau_R}$ (Abb. 4.5a). Die Differenz liefert Informationen über die Spindynamik. Der Spinpolarisationsgrad ist definiert über:

$$P_{circ}(t) = \frac{I_{co}(t) - I_{contra}(t)}{I_{co}(t) + I_{contra}(t)} \propto e^{-t/\tau_S} \quad (4.3)$$

Der zeitliche Verlauf des Abfalls des Polarisationsgrades liefert die Spinlebensdauer τ_S (Abb. 4.5b).

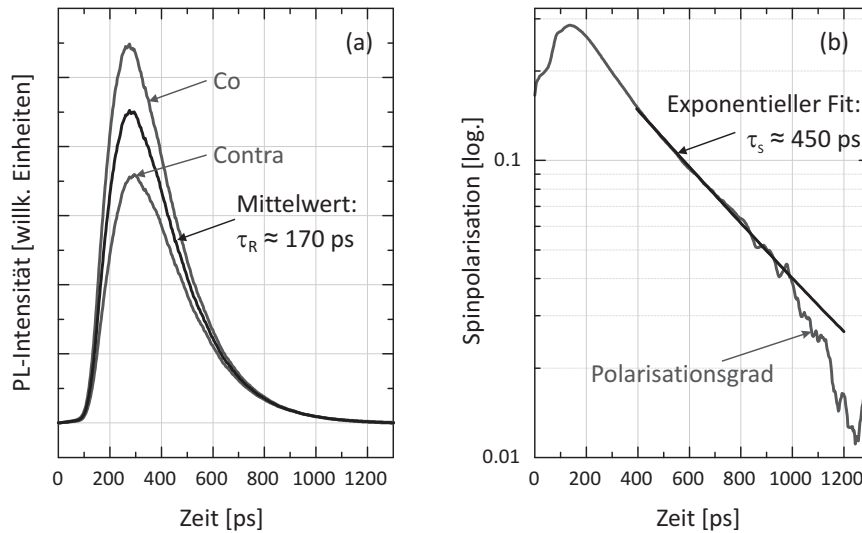


Abbildung 4.5: (a) Gemessener zeitlicher Verlauf der PL in co- und contra-Polarisationsrichtung. Der Mittelwert der beiden Kurven entspricht dem gewöhnlichen Verlauf der PL. (b) Zeitlicher Verlauf des Polarisationsgrades P_{circ} . Aus dem jeweiligen exponentiellen Abfall lässt sich die PL-Rekombinationszeit τ_R und die Spinlebensdauer τ_S bestimmen.

4.2.3 Zeitaufgelöste differentielle Transmission bzw. Reflexion

Im Gegensatz zur zeitaufgelösten Photolumineszenz wird die zu untersuchende Probe bei der differentiellen Transmission resonant angeregt. Mit dieser Methode, welche im Folgenden auch zeitaufgelöste

²Für die Ladungsträger- und Spindynamik wird in diesem Abschnitt vereinfacht ein monoexponentieller Abfall angenommen.

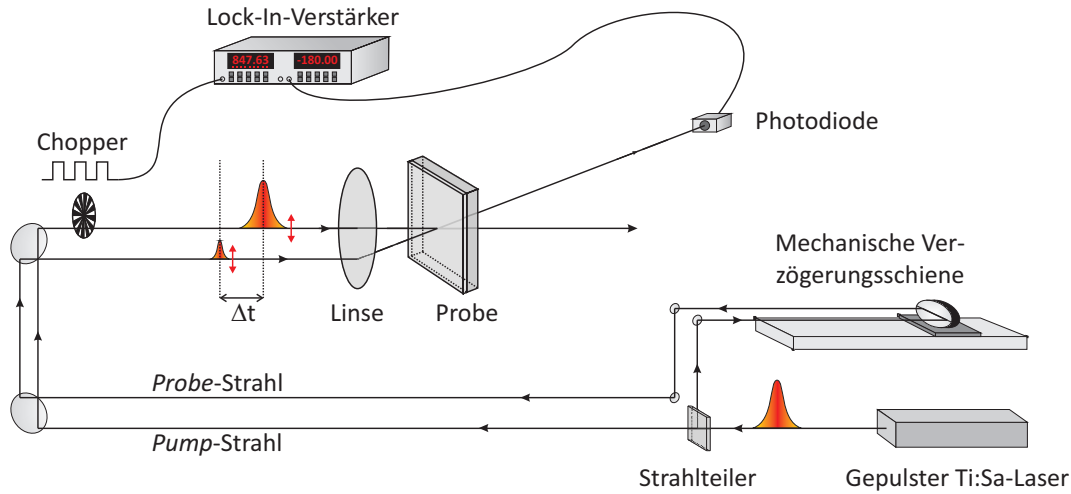


Abbildung 4.6: Schematische Skizze des Aufbaus zur Messung der Ladungsträgerdynamik mittels zeitaufgelöster differentieller Transmission.

Pump-Probe-Spektroskopie (engl. *time-resolved pump-probe spectroscopy*, TRPP) genannt wird, lassen sich Ladungsträgerlebensdauern bestimmen. Abbildung 4.6 zeigt den schematischen Aufbau zur Pump-Probe-Spektroskopie. Ein Ti:Sa-Laser erzeugt kurze Laserpulse mit einer typischen Pulslänge von 600 fs. Die Wellenlänge des Lasers wird so gewählt, dass die Probe resonant angeregt wird. Der Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in einen Pump- und einen Probe-Puls aufgeteilt. Der Probe-Puls wird über eine mechanische Verzögerungsschiene geführt. Beide Strahlen werden linear polarisiert und auf die Probe fokussiert. Der Pump-Strahl, der zusätzlich mit einem Chopperrad moduliert wird, regt zum Zeitpunkt $t = 0$ Elektronen aus dem Valenz- ins Leitungsband an. Zum Zeitpunkt $\Delta t \geq 0$, der über die Verzögerungsschiene eingestellt wird, trifft der Probe-Strahl auf die Probe, die aufgrund der besetzten Zustände eine erhöhte Transmission aufweist. Sind innerhalb von Δt bereits Ladungsträger rekombiniert, so findet der Probe-Puls zusätzliche freie Zustände im Leitungsband vor, wodurch dieser wieder Ladungsträger anregen kann und entsprechend absorbiert wird. Die durch den modulierten Pump-Strahl verursachte Änderung in der Intensität des transmittierten Probe-Strahls wird mit einer Photodiode und einem Lock-In-Verstärker in Abhängigkeit von Δt gemessen. Fittet man den gemessenen zeitlichen Verlauf der Transmission $T(t)$ mit einem (bi-)exponentiellen Abfall, so lässt sich die Lebensdauer der durch den Pump-Puls erzeugten Ladungsträger aus den Abklingzeiten bestimmen:

$$T(t) = T_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + T_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + T_{offset}, \quad (4.4)$$

wobei $\tau_{1,2}$ die zugehörigen Zeitkonstanten und $T_{1,2}$ die zugehörigen Transmissionen zum Zeitpunkt $t = 0$ sind. Abbildung 4.7 zeigt eine typische Pump-Probe-Messung an einer QW-Probe. Die kurze Zeitkonstante $\tau_1 = 19$ ps lässt sich der strahlenden Lebensdauer und die längere Abklingkonstante $\tau_2 = 773$ ps der Lebensdauer der Ladungsträger, die durch Streuung außerhalb des Lichtkegels liegen, zuschreiben.

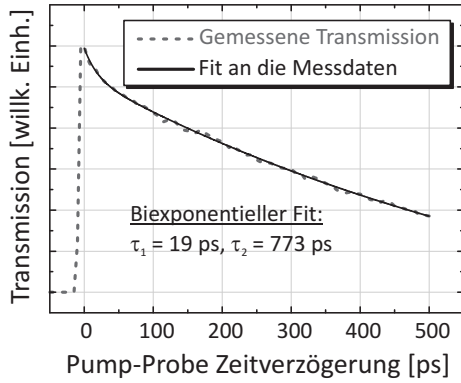


Abbildung 4.7: Typische Pump-Probe-Messkurve. Aus dem Fit eines biexponentiellen Abfalls lassen sich die entsprechenden Zeitkonstanten bestimmen.

4.2.4 Zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation

Eine Variation der im vorigen Abschnitt vorgestellten Methode der Pump-Probe-Spektroskopie ist die zeitaufgelöste Faraday- und Kerr-Rotation (engl. *time-resolved Faraday/Kerr rotation*, TRFR/TRKR). Diese stellt eine effektive Methode dar, um die Spindynamik von Ladungsträgern zu bestimmen [Cro96]. Bei der Faraday-Rotation wird die Drehung der Polarisationssebene von linear polarisiertem Licht beim Durchgang durch ein optisch aktives Medium gemessen. Beim Kerr-Effekt wird die Drehung der Polarisationssebene des reflektierten Strahls gemessen. Die physikalische Ursache ist bei beiden Effekten dieselbe, weswegen sich im Folgenden die Ausführungen auf den Faraday-Effekt beschränken.

Der Faraday-Effekt

Tritt ein linear polarisierter Strahl, der als Überlagerung von links- und rechtszirkular polarisiertem (engl. *left- bzw. right-circularly polarized*, LCP bzw. RCP) Licht betrachtet werden kann, durch ein optisch aktives Medium, so wird die Polarisationssebene des einfallenden Lichts gedreht. Die Drehung wird durch den Unterschied der Brechungsindizes für LCP bzw. RCP Licht, $\Delta n = n_{LCP} - n_{RCP}$, verursacht. Der Unterschied führt zu einer Phasenverschiebung $\Delta\varphi$:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n \quad (4.5)$$

mit der Dicke d der Probe und der Wellenlänge λ des einfallenden Lichts. Das transmittierte Licht ist nach dem Durchgang durch die Probe aufgrund der Phasenverschiebung elliptisch polarisiert, wobei die Hauptachse um den Winkel $\Delta\Theta$ zur ursprünglichen Polarisationssebene gedreht ist. Für $\Delta\Theta$ gilt

$$\tan(2\Delta\Theta) = \frac{2E_x E_y \cos(\Delta\varphi)}{E_x^2 + E_y^2} \quad (4.6)$$

mit den Amplituden E_x und E_y des elektrischen Feldstärkevektors nach dem Durchgang durch die Probe. Unter senkrechtem Einfall ist der Winkel $\Delta\Theta$ dabei proportional³ zur Spinpolarisation in der Probe.

Im Gegensatz zur Messung der Spindynamik mittels zeitaufgelöster Photolumineszenz (Kap. 4.2.2) wird hier die Wellenlänge resonant zu den Übergängen in der zu untersuchenden Probe gewählt. Durch

³Gültig für den Fall, dass das Licht senkrecht auf die Probe trifft.

die resonante Anregung können beispielsweise Übergänge in unterschiedlich breiten QWs selektiv angeregt und detektiert werden.

Zeitaufgelöste Faraday-Rotation

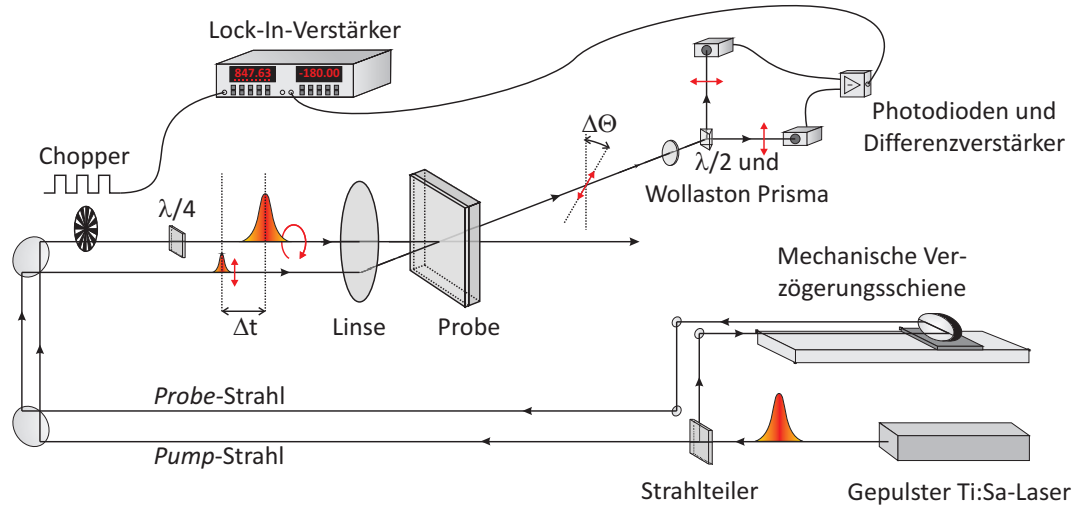


Abbildung 4.8: Schematische Skizze des Aufbaus zur Messung der Spindynamik mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation.

Abbildung 4.8 zeigt schematisch den Messaufbau zur zeitaufgelösten Faraday-Rotation. Mittels eines Ti:Sa-Lasers werden ultrakurze Laserpulse mit einer Pulslänge von typischerweise 600 fs erzeugt. Der Laserstrahl wird durch einen Strahlteiler in zwei Strahlen aufgeteilt. Die Anfangsspinnpolarisation in der Probe wird zum Zeitpunkt $t = 0$ durch einen zirkular polarisierten Laserpuls (*Pump-Puls*) erzeugt und nach einer Zeit Δt , die über eine mechanische Verzögerungsschiene eingestellt wird, mittels eines schwächeren, linear polarisierten Laserpulses (*Probe-Puls*) abgefragt. Die Messung der Drehung der Polarisationssebene des Probe-Strahls geschieht mittels einer optischen Brücke: Ein Wollaston-Prisma teilt den Strahl in seine senkrecht und waagrecht polarisierten Anteile auf. Diese werden auf separate Photodioden geleitet und das Differenzsignal gemessen. Mit Hilfe eines $\lambda/2$ -Plättchens wird die Polarisationssebene so gedreht, dass das Signal auf beiden Dioden gleich groß ist. Der Pump-Strahl wird durch ein Chopper-Rad moduliert, weswegen auch die Drehung der Polarisationssebene des Probe-Strahls mit derselben Frequenz moduliert ist. Mit Hilfe der Lock-In-Technik können so kleine Änderungen der Polarisationssebene (typischerweise im Bereich weniger μrad) sehr empfindlich gemessen werden.

Abbildung 4.9a zeigt an einem undotierten QW gemessene Kurven für die Anregung mit rechts- und linkszirkular polarisierten Pump-Strahl. Je nach Zirkularpolarisation wird der Spin der erzeugten Elektron-Loch-Paare im QW parallel oder antiparallel zur Ausbreitungsrichtung des Lasers ausgerichtet, wodurch sich der Vorzeichenwechsel im Spinsignal ergibt. Dem reinen Spinsignal ist meist ein kleines Untergrundsignal überlagert. Um dieses zu eliminieren, wird die Differenz aus den beiden Messkurven gebildet (Abb. 4.9b). Das gemessene Signal ist proportional zur Verkipfung Θ der Po-

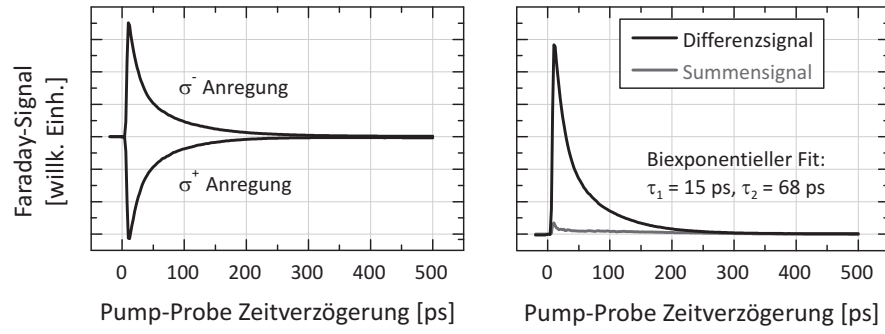


Abbildung 4.9: (a) Typische TRFR Kurven für Anregung mit rechts- (σ^+) und links (σ^-) polarisiertem Licht. (b) Differenz- und Summensignal der Kurven aus (a).

larisationsebene des Probe-Strahls und damit zur Spinpolarisation P in der Probe. Die zugehörigen Spinlebensdauern erhält man aus einem (bi-)exponentiellen Fit an die Messdaten:

$$P(\Delta t) = P_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + P_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) + P_{offset} \quad (4.7)$$

$\tau_{1,2}$ sind die Spinrelaxationszeiten und $P_{1,2}$ die zugehörigen Anfangsspinpolarisationen. In der Regel relaxiert der Lochspin sehr schnell, weswegen die kurze Relaxationszeit $\tau_1 = 15$ ps dem Lochspin und der langsamere Zerfall mit $\tau_2 = 68$ ps dem Elektronenspin zugeordnet werden kann. An dieser Stelle sei angemerkt, dass aufgrund einer endlichen Ladungsträgerlebensdauer τ_R die gemessene Spinpolarisation auch ohne Dephasierung beziehungsweise Relaxation abnehmen kann. Für die gemessene Zerfallszeit τ gilt in diesem Fall:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_R} \quad (4.8)$$

wobei τ_S die Spinlebensdauer ist. Für den Grenzfall einer sehr langen Rekombinationszeit, das heisst $\tau_R \gg \tau_S$, gilt näherungsweise:

$$\frac{1}{\tau} \approx \frac{1}{\tau_S} \quad (4.9)$$

Wird nun parallel zur Probenebene ein externes Magnetfeld \mathbf{B} angelegt (Voigt-Geometrie, Abb. 4.10a), so präzedieren die Ladungsträger um das externe Feld mit der Larmor-Frequenz ν_L :

$$\nu_L = \frac{g_L \mu_B B}{h} \quad (4.10)$$

mit dem Landé g -Faktor g_L und dem Bohrschen Magneton μ_B . Abbildung 4.10b zeigt den zugehörigen Verlauf der Spinpolarisation. Aufgrund der Spinrelaxation ergibt sich eine exponentiell gedämpfte Oszillation:

$$P(t) \sim \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \cos(t \cdot \nu_L) \quad (4.11)$$

Aus der gemessenen Larmor-Frequenz kann der g -Faktor⁴ bestimmt und damit beispielsweise die Ladungsträgerart identifiziert werden.

⁴Genau betrachtet, lässt sich in den Experimenten nur der Betrag des g -Faktors bestimmen.

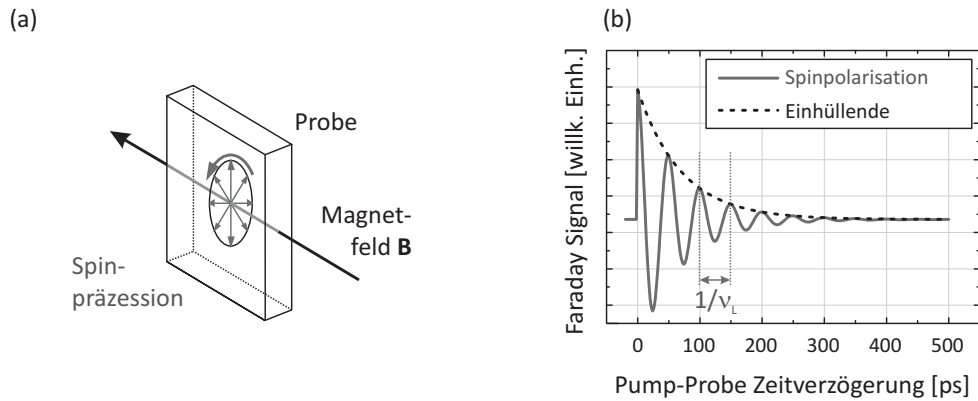


Abbildung 4.10: (a) Spin-Präzession der Ladungsträger mit Präzessionsfrequenz ν_L im externen Magnetfeld B (hier parallel zum QW , sog. Voigt-Geometrie). (b) Zeitlicher Verlauf der Spinpolarisation mit externem Magnetfeld.

4.3 Vergleich TRPL / TRFR

4.3.1 Zeitauflösung und Messbereiche

Zeitaufgelöste PL

Bei der zeitaufgelösten Photolumineszenz bestimmen in erster Linie technische Faktoren des Streak-Kamerasystems das zeitliche Auflösungsvermögen. Dazu zählen sowohl die Triggerung der Ablenkelektroden, Auflösung des CCD-Sensors als auch die Zeit- und Ortsauflösung der MCP. Den größten Einfluss auf das zeitliche Auflösungsvermögen hat die Wahl des Zeitbereiches. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten System stehen vier Zeitbereiche zur Verfügung, deren unterschiedliche maximale Zeitaufösungen in Tabelle 4.1 aufgeführt sind. Diese Werte sind die technisch machbaren Zeitaufösungen. In der Praxis spielt zusätzlich der Jitter-Effekt eine Rolle: Typische Belichtungszeiten liegen im (Milli-) Sekundenbereich während die Laserrepetitionsrate im ns-Bereich liegt, wodurch bei den Aufnahmen über viele Laserpulse gemittelt wird. Aufgrund eines leichten Rauschens des Triggersignals variieren die zeitlichen Positionen der Signale auf dem CCD-Sensor, was zu einem zeitlichen Ausschmieren führt und die Zeitauflösung weiter beschränkt. Das Gitter im Spektrometer weitet das Signal spektral auf, was sich aufgrund der daraus resultierenden Laufzeitunterschiede ebenfalls negativ auf das Auflösungsvermögen auswirkt. Realistisch erreichbare Zeitaufösungen liegen daher im Bereich von 15 - 20 ps.

	<i>time range 1</i>	<i>time range 2</i>	<i>time range 3</i>	<i>time range 4</i>
Zeitbereich	200 ps	800 ps	1.5 ns	2.1 ns
max. Zeitauflösung	2 ps	4 ps	8 ps	16 ps

Tabelle 4.1: Maximal erreichbare Zeitauflösung des Streak-Kamerasystems.

Zeitaufgelöste Faraday-/Kerr-Rotation

Die erreichbare Zeitauflösung der Pump-Probe-Messungen (wie der TRFR) wird in erster Linie durch die zeitliche Länge der Laserpulse sowie durch die Genauigkeit der Verzögerungsschiene bestimmt. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen lagen die Pulslängen im Bereich von weniger als einer Pikosekunde⁵. Die Genauigkeit der Verzögerungsschiene liegt bei 1 μm , was einer Genauigkeit von 3 fs entspricht und gegenüber der Pulsdauer vernachlässigt werden kann. Somit liegt die erreichbare Zeitauflösung bei weniger als einer Pikosekunde.

Die zur Verfügung stehende Verzögerungsschiene weist einen maximalen Verstellweg von 60 cm auf, wodurch sich ein Zeitfenster von ≈ 2 ns ergibt. Da die Nullposition der Schiene nicht bis ganz an den Anfang des Verschiebeweges gelegt werden kann, ist dieses Zeitfenster allerdings auf einen Bereich von $\Delta t \approx -300$ bis $+1600$ ps beschränkt, wobei negative Zeiten bedeuten, dass der Probe-Puls vor dem Pump-Puls auftritt.

4.3.2 Anregung und Detektion

Sowohl bei der TRPL als auch der TRFR/TRKR werden spinpolarisierte Elektronen und Löcher durch optische Orientierung [Dya84] erzeugt.

Bei TRFR/TRKR erfolgt die Anregung resonant, das gemessene Signal ist direkt proportional zur absoluten Spinpolarisation in der Probe. Im Falle der TRPL erfolgt die Anregung hingegen nicht-resonant, um den Laserpuls spektral von der Photolumineszenz trennen zu können. Der Polarisationsgrad der PL wird gemessen. Da der Lochspin in den meisten Fällen sehr schnell zerfällt [Dam91], tragen bei der Rekombination nur spinpolarisierte Elektronen zum gemessenen Spinpolarisationsgrad (SPG) bei. Die Unterschiede beider Messmethoden werden im Folgenden anhand zweier Grenzfälle näher erläutert. Dabei wird angenommen, dass die Rekombinationszeiten für TRPL und TRFR/TRKR identisch sind. Im Allgemeinen ist die Rekombinationsdauer unter resonanter Anregung kleiner [Yak08].

Undotierte Systeme

In undotierten Systemen (Abb. 4.11a) rekombinieren alle optisch erzeugten, spinpolarisierten Ladungsträger. Ist nun die Spinlebensdauer τ_S wesentlich länger als die Rekombinationsdauer τ_R , so führt dies in der TRPL zu einem „konstanten“ SPG, während die Spinpolarisation im System an sich mit τ_R abnimmt. Das TRFR-Signal fällt mit der Rekombinationszeit τ_R ab; es spiegelt folglich nicht die eigentliche Spinlebensdauer der Elektronen wider, sondern den Zerfall der absoluten Spinpolarisation.

Im Falle einer endlichen Spinlebensdauer τ_S nimmt der SPG der TRPL mit τ_S ab. Die Abklingzeit τ des TRFR-Signals ist hierbei eine Kombination aus τ_S und τ_R :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_R} \quad (4.12)$$

⁵Dies gilt für ps-Betrieb des Lasers, bei dem die Pulslänge typischerweise einige hundert fs beträgt (s. Kap. 4.2.1). Optional besteht die Möglichkeit den Laser für den fs-Betrieb umzubauen, was die Zeitauflösung erhöhen würde. Mit den kürzeren Laserpulsen wird allerdings unausweichlich das spektrale Laserprofil breiter.

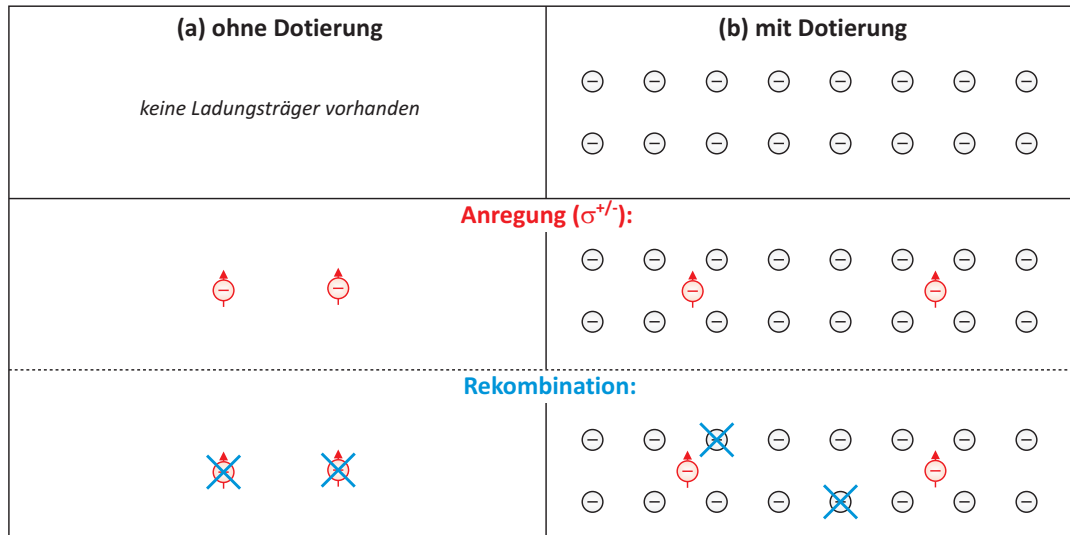


Abbildung 4.11: Vergleich von undotierten und dotierten Systemen bei optischer Anregung von spinpolarisierten Ladungsträgern (der Einfachheit halber werden nur die Elektronen betrachtet). Die optisch angeregten Elektronen sind mit roter Farbe, der entsprechende Rekombinationsprozess durch ein blaues Kreuz gekennzeichnet. Die Anzahl der angeregten Ladungsträger sei in beiden gezeigten Fälle gleich groß (hier: 2), und somit auch die Anzahl an Rekombinationen. (a) In undotierten Systemen rekombinieren die optisch angeregten, spinpolarisierten Elektronen mit den zugehörigen Löchern. Somit nimmt die Spinpolarisation des Systems mit der Rekombinationszeit der Ladungsträger ab. (b) In dotierten Systemen können Elektronen aus der Dotierung mit den Löchern rekombinieren, wodurch spinpolarisierte Elektronen und damit eine endliche Spinpolarisation im System verbleiben kann.

Dotierte Systeme

In dotierten Systemen (in diesem Fall *n*-dotiert, Abb. 4.11b) mit sogenannten *resident electrons*, das heisst auch ohne optische Anregung vorhandenen Elektronen, ist es statistisch gesehen wahrscheinlicher, dass die optisch erzeugten Löchern mit *resident electrons* rekombinieren. In diesem Fall gibt es auch nach der Rekombination einen endlichen SPG im System. Die PL ist somit unpolarisiert bzw. nur sehr schwach polarisiert, wodurch mittels TRPL keine Informationen über den SPG bzw. die Spinlebensdauer gewonnen werden kann. Die TRFR hingegen liefert die Zerfallszeit der absoluten Spinpolarisation, nämlich die Spinlebensdauer τ_S , falls $\tau_S \gg \tau_R$.

4.4 Herstellung optisch dünner Proben

Die zeitaufgelösten Faraday-Rotationsmessungen (vgl. Kap. 4.2.4) werden in Transmission durchgeführt und erfordern daher optisch dünne Proben. Abbildung 4.12 zeigt schematisch die hierfür notwendigen Arbeitsschritte. Probenstücke mit einer typischen Größe von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ werden aus dem Wafer gebrochen und mit den gewachsenen Schichten nach unten mit einem UV-härtenden und optisch transparenten Kleber auf einem Saphir-Plättchen befestigt. Um mögliche Interferenzen zu verhindern,

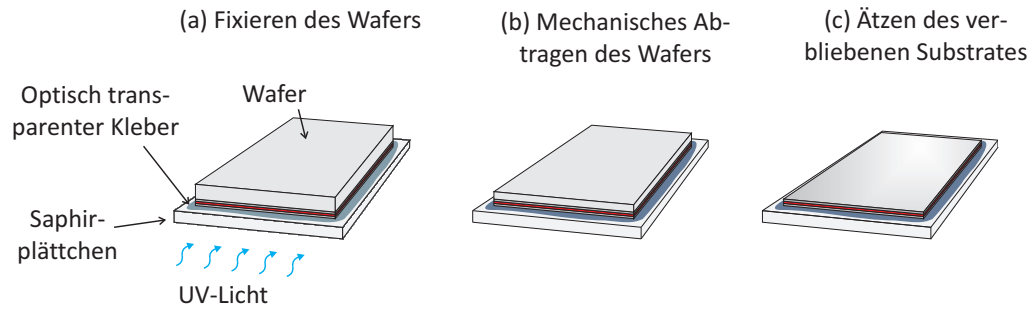


Abbildung 4.12: (a) Fixieren des Wafers mittels eines UV-härtenden Klebers auf einem Saphirplättchen. (b) Die Dicke des Wafers wird durch mechanisches Schleifen auf ca. 100 μm reduziert. (c) Das verbliebene Substrat wird mit einer Zitronensäurelösung entfernt.

wurde das Saphirplättchen keilförmig geschliffen. Zusätzlich ist es c-orientiert, um mögliche Polarisierungseffekte durch Doppelbrechung zu verhindern. Der Kleber wird nun mittels UV-Licht ausgehärtet (Abb. 4.12a). Die Dicke der Probe wird anschließend durch mechanisches Schleifen auf ca. 100 μm reduziert (Abb. 4.12b). Das verbleibende Substrat wird mittels einer Zitronensäurelösung entfernt (Abb. 4.12c). Das folgende Mischungsverhältnis hat sich dabei als geeignet erwiesen [DeS92, Ste06]: 1 g Zitronensäure ($\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$) bzw. 1.208 g Zitronensäuremonohydrat wird in 1 g Reinstwasser aufgelöst und im Verhältnis 5:1 mit 30 %-iger Wasserstoffperoxid-Lösung (H_2O_2) gemischt. Die Ätzrate beträgt für GaAs ca. 300 nm/min. Aufgrund der hohen Selektivität zwischen GaAs und AlGaAs von bis zu 120:1 wirkt ein Übergitter aus AlGaAs/GaAs, welches jede der untersuchten Proben enthält, als sehr effektiver Ätzstopp. Die Oberfläche der Probe erscheint beim Erreichen des Übergitters glänzend und die Probe wird transparent. Abbildung 4.13 zeigt ein fertig gedünntes Probenstück, welches bereits auf einen Probenhalter montiert ist.

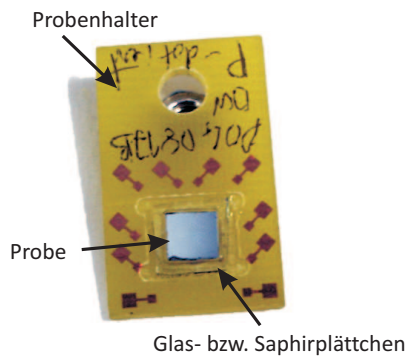


Abbildung 4.13: Fertig gedünnte Probe: Die spiegelnde Oberfläche an der Grenzfläche zum AlGaAs/GaAs Übergitter ist deutlich zu erkennen.

5 Zweidimensionale Lochsysteme in GaAs/AlGaAs-Quantenwells

5.1 Proben- und Bandstruktur der untersuchten zweidimensionalen Lochsystemen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zweidimensionale Lochsysteme untersucht. Diese wurden in der Hochbeweglichkeitskammer der MBE-Anlage des Lehrstuhls Wegscheider an der Universität Regensburg gewachsen. Der prinzipielle Probenaufbau ist bei allen untersuchten Proben identisch. Abbildung 5.1 zeigt schematisch die Schichtfolge und die dazugehörige Bandstruktur der Proben.

Auf einen in (100)-Richtung orientierten GaAs-Wafer wurde zunächst eine GaAs-Pufferschicht gewachsen, um Unebenheiten auf dem Substrat auszugleichen. Anschließend folgt ein Übergitter aus vielen Perioden AlGaAs und GaAs, um Gitterfehler abzufangen und um die Diffusion von Unreinheiten aus dem Substrat zu unterbinden. Anschließend wurde eine Barriere aus AlGaAs gewachsen, gefolgt von einem GaAs-Quantenwell. Dieser QW ist wiederum durch eine AlGaAs-Barriere von der sogenannten Kohlenstoff- δ -Dotierung getrennt. Nach der Dotierschicht folgt erneut eine AlGaAs-Schicht.

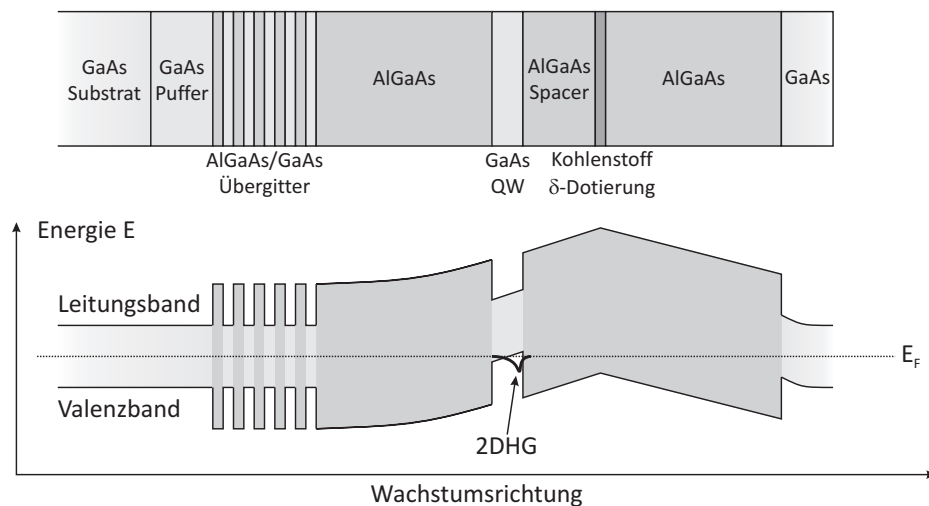


Abbildung 5.1: Oben: Schematische Schichtfolge einer einseitig p-modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-Quantenwell-Struktur. Unten: Verlauf des Leitungs- und Valenzbandes. Durch die zusätzlichen Löcher aus der Dotierschicht entsteht im QW ein 2-dimensionales Lochsystem (rot angedeutet).

Als letzter Schritt wurde eine GaAs-Deckschicht gewachsen, um eine Oxidation des darunter liegenden AlGaAs zu unterbinden. Die δ -Dotierung besteht aus einer mit Kohlenstoff hoch p -dotierten AlGaAs-Schicht und führt damit zu einer Bandverbiegung. Man spricht bei dieser Art der Dotierung auch von einer Modulationsdotierung. Da sich die Löcher, die in den QW diffundiert sind, entlang der QW-Ebene frei bewegen können, spricht man auch von einem zweidimensionalen Lochgas (engl. *two-dimensional hole gas*, 2DHG). Aufgrund der räumlichen Trennung des QWs und der Dotierschicht wird die Streuung an den ionisierten Akzeptoren somit effektiv unterbunden, wodurch hohe Beweglichkeiten erreicht werden können. Abbildung 5.2 zeigt Magnetotransportmessungen im Quanten-Hall-Bereich an ähnlichen 2DHG Proben, mit denen Beweglichkeiten von mehr als $10^6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ erreicht wurden [Ger05].

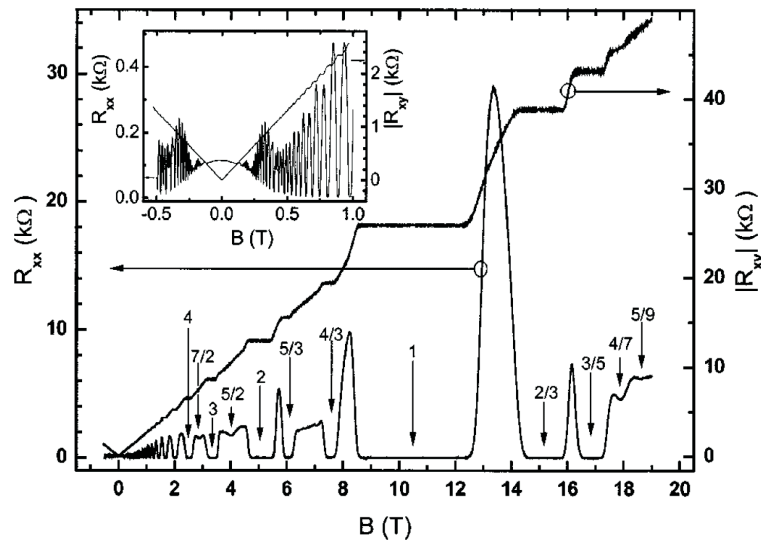


Abbildung 5.2: Magnetotransportmessungen an einer hochbeweglichen 2DHG Probe bei einer Temperatur von $< 30 \text{ mK}$. Widerstandsquantisierung und Shubnikov-de-Haas-Oszillationen sind deutlich zu erkennen (aus [Ger05]).

Probenname	QW-Dicke [nm]	Ladungsträgerdichte p [$\frac{1}{\text{cm}^2}$]	Beweglichkeit μ [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$]	Temperatur [K]
D040817B	15	$0.90 \cdot 10^{11}$	$1.97 \cdot 10^5$	4
D040817B	15	$0.88 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^5$	1.3
D060612A	15	$1.14 \cdot 10^{11}$	$1.59 \cdot 10^5$	4
D060612A	15	$1.1 \cdot 10^{11}$	$2.87 \cdot 10^5$	1.3
D080808A	9	$1.03 \cdot 10^{11}$	$3.6 \cdot 10^5$	1.3
D080430A	7.5	$1.1 \cdot 10^{11}$	$5.3 \cdot 10^5$	1.3
D081031A	6	$1.56 \cdot 10^{11}$	$5.3 \cdot 10^3$	1.3

Tabelle 5.1: Übersicht der untersuchten 2DHG-Proben. Neben der QW-Breite sind die Beweglichkeiten und Ladungsträgerdichten sowie die Temperatur, bei der die Proben charakterisiert wurden, angegeben.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten 2DHG-Proben sind in Tabelle 5.1 aufgelistet. Die Ladungsträgerdichten p und Beweglichkeiten μ wurden durch Magnetotransportmessungen bestimmt. Die QW-Breiten der Proben D080430A, D080808A und D081031A wichen deutlich von den Werten aus dem Wachstumsprotokoll ab, was durch Flussschwankungen der verwendeten Gallium-Zelle in der MBE erklärt werden kann [Sch09]. Die QW-Breiten wurden durch experimentelle Bestimmung des Elektronen- g -Faktors und Vergleich mit Literaturwerten aus [Sne91] bestimmt [Kug09a].

5.2 Leistungsabhängige Photolumineszenz: Exzitonen und Trionen

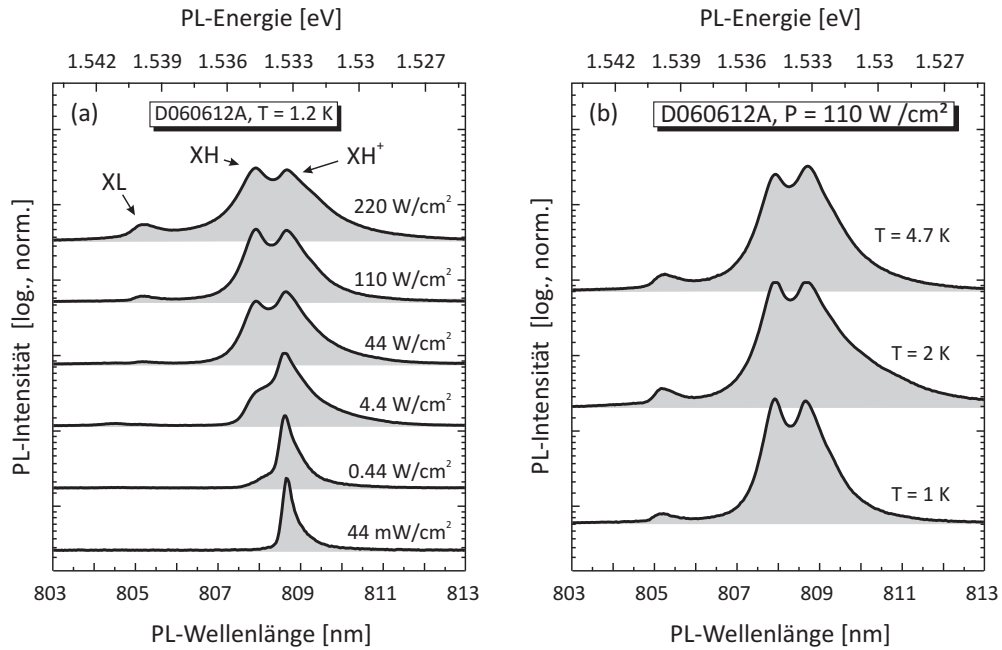


Abbildung 5.3: (a) Leistungsabhängige Photolumineszenz an einem 2DHG in einem 15 nm breiten GaAs-QW. Bei schwacher Anregungsleistung dominiert die Rekombination des geladenen Exzitons (XH^+). Mit steigender Anregungsleistung beobachtet man aufgrund der endlichen Anzahl an freien Löchern im QW ein Sättigungsverhalten und es erscheint zusätzlich die Rekombination neutraler Exzitonen (XH und XL). (b) Temperaturabhängigkeit der Photolumineszenz: Die Peakpositionen der neutralen und geladenen Exzitonen ändern sich nur minimal.

Für Photolumineszenzmessungen wurden die Proben mit einem diodengepumpten Festkörperlaser bei 532 nm mit einer Ausgangsleistung von 30 mW angeregt. Abbildung 5.3a zeigt exemplarisch für eine Probe mit einem 15 nm breiten QW die bei 1.2 K gemessenen PL-Spektren. Die Ladungsträgerdichte im QW ist dabei niedrig genug, um exzitonisches Verhalten beobachten zu können [Bar05]. Bei schwacher Anregung ist ein Peak bei 808.7 nm zu erkennen. Erhöht man die Anregungsleistung, so erscheint ein zweiter Peak bei ca. 807.9 nm, dessen Intensität mit steigender Anregungsleistung jene des ersten Peaks überschreitet. Bei starker Anregung ist zusätzlich ein dritter Peak bei ca. 805.2 nm

zu erkennen. Der erste Peak lässt sich als Rekombination eines positiv geladenen Exzitons (Trion, gebundener Zustand aus zwei schweren Löchern und einem Elektron, XH^+) und der zweite Peak als neutrales Exziton (gebundener Zustand aus einem schweren Loch und einem Elektron, XH) identifizieren: Bei schwacher Anregungsleistung dominiert aufgrund der freien Löcher die Rekombination des energetisch günstigeren Zustandes des Trions. Dessen Intensität erreicht eine Sättigung aufgrund der endlichen Anzahl an freien Löchern und es kommt vermehrt zur Bildung von neutralen Exzitonen. Der energetische Abstand von 1.4 meV zwischen XH und XH^+ entspricht daher der Bindungsenergie des zusätzlichen Lochs an das neutrale Exziton [Bar05]. Neben schweren Löchern können auch leichte Löcher Elektronen binden und Exzitonen (XL) bilden. Da Löcher aus dem LH-Band sehr schnell über Phononen in das HH-Band relaxieren, ist die Übergangswahrscheinlichkeit von Elektronen ins LH-Valenzband wesentlich niedriger als ins HH-Valenzband, wodurch die Intensität des XL-Exzitons wesentlich geringer ausfällt und erst bei starker Anregung zu beobachten.

In Abbildung 5.3b ist die Photolumineszenz der Probe bei unterschiedlichen Temperaturen und einer festen Anregungsleistung dargestellt. Die absoluten Positionen der Peaks von XH , XH^+ und XL ändern sich dabei nur marginal.

5.3 Spindynamik der Löcher

Die Messung der Spindynamik von Löchern in GaAs/AlGaAs-Quantenwells erfolgte mittels zeitaufgelöster Faraday-Rotation (s. Kap. 4.2.4). Die zentrale Laserwellenlänge wurde jeweils resonant zum neutralen Exziton gewählt, obwohl aufgrund der spektralen Breite des Lasers ohnehin das geladene Exziton mitangeregt wird. Das TRFR-Signal hatte bei dieser Wellenlänge das beste Signal-Rausch-Verhältnis. Um das Signal des Lochspins von dem der Elektronen trennen zu können, wird ein externes Magnetfeld von bis zu 10 T parallel zur Probenebene angelegt,

Die unterschiedlichen g -Faktoren von Elektronen und Löchern führen zu unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen, was eine Separation der beiden Signale erlaubt. Die Lebensdauer des Lochspins wurde in Abhängigkeit von der Temperatur, der Anregungsintensität als auch von der HH-LH-Aufspaltung gemessen. Die starke Anisotropie des Loch- g -Faktors wurde durch eine Verkipfung des Magnetfeldes zur Probenebene untersucht. Alle Experimente wurden in einem Oxford Spectromag Magnetkryostat durchgeführt. Dieser erlaubt Messungen bei hohen Magnetfeldern (in dieser Arbeit bis zu 10 T) und tiefen Temperaturen von 400 mK, 1.2 K, sowie 4.7 K.

5.3.1 Temperaturabhängigkeit der Lochspin-Relaxation

An zwei Proben (D061213A und D040817B) mit jeweils einem 15 nm breiten, p -dotierten GaAs-Quantenwell wurden zeitaufgelöste Farady-Rotationsexperimente durchgeführt. Die Intensität des Pump- und des Probe-Strahls betrug jeweils 4 W/cm². Die Intensität ergibt sich aus der gemessenen Laserintensität und einem Fokusdurchmesser¹ von ca. 80 μ m. Ein externes Magnetfeld von $B = 10$ T

¹Der Laserspotdurchmesser wurde durch eine Rasterung über die Kante einer Rasierklinge bestimmt: Der Laser wurde auf die Rasierklinge fokussiert und diese in μ m-Schritten verschoben. Mittels einer Photodiode wurde die Intensität des Laserlichts, welches nicht durch die Klinge abgeblockt wurde, gemessen. Aus dem Intensitätsverlauf konnte auf den Spotdurchmesser geschlossen werden [Sti07].

wurde parallel zur QW-Ebene und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts angelegt, was zu einer Präzessionsbewegung der Spins führt.

In Abbildung 5.4 sind die gemessenen Faraday-Rotationskurven gezeigt. Man erkennt, dass bei der ersten Probe bei einer Temperatur von $T = 4.7$ K nur eine gedämpfte Oszillation mit einer Präzessionsfrequenz von ca. 40 GHz auftritt, während bei der zweiten Probe zwei Oszillationen erkennbar sind. Bei einer Temperatur von $T = 1.2$ K tritt die zweite Schwingung mit deutlich größerer Periodendauer (Präzessionsfrequenz von ca. 6 GHz) bei beiden Proben deutlicher hervor. Wird die Temperatur weiter auf 0.4 K erniedrigt, so ist die niederfrequente Oszillation stärker ausgeprägt. Die höherfrequente Oszillation lässt sich daher dem Elektronenspin, die niederfrequente Oszillation dem Lochspin zuordnen [Syp07].

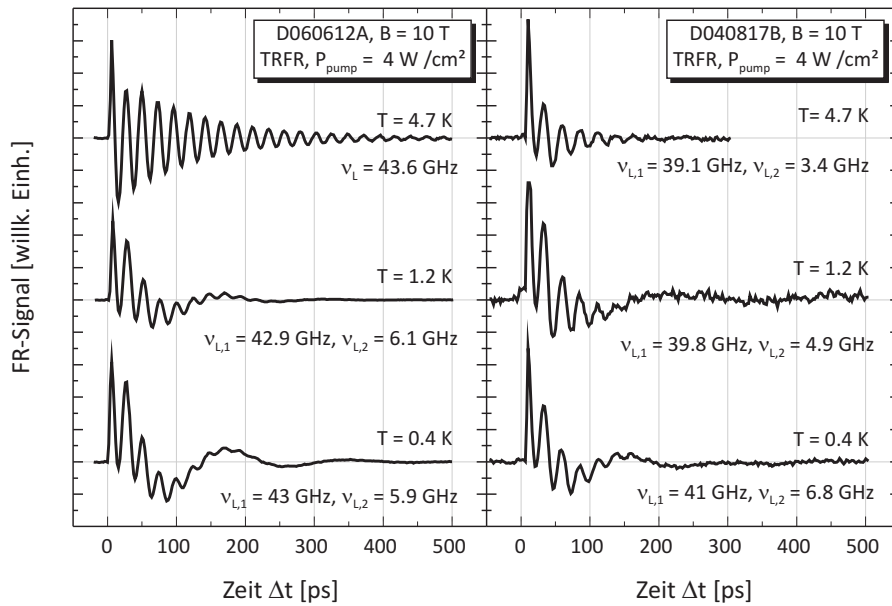


Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der Lochspin-Relaxation: FR-Messungen an zwei p-dotierten, 15 nm breiten QWs im externen Magnetfeld zeigen, dass bei einer Temperatur von 4.7 K nur eine Präzession zu erkennen ist, während bei einer Temperatur von 1.2 K dieser eine zweite Präzession überlagert ist. Diese zweite Oszillation ist bei 0.4 K deutlich ausgeprägter. Aufgrund der Larmorfrequenzen (ν_L) lässt sich die erste Schwingung dem Elektronenspin, die zweite dem Lochspin zuordnen.

Mittels eines FFT²-Hoch- und Tiefpassfilters lassen sich beide Oszillationen voneinander separieren, wie es in Abb. 5.5 dargestellt ist. Für beide Proben ergibt sich eine Zunahme der Lochspinlebensdauer mit tieferer Temperatur, wobei zu bemerken ist, dass die Lebensdauer der ersten Probe (D061213A, Abb. 5.6) kleiner ist als bei der zweiten Probe (D040817B, Abb. 5.6). Vergleicht man hierbei auch die Larmorfrequenz des Elektronenspins, so fällt auf, dass diese bei der zweiten Probe um 4.5 GHz bei 4.7 K (2.9 GHz bei 1.2 K bzw. 1.8 GHz bei 0.4 K) kleiner ist als bei der ersten Probe, was sich dadurch erklären lässt, dass beide QWs leicht unterschiedliche Dicken aufweisen und sich daher der Elektron-

²FFT: Fast Fourier Transformation

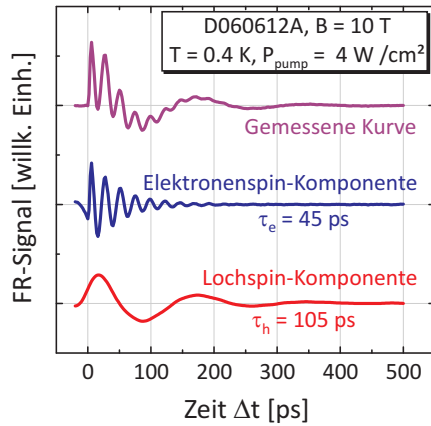


Abbildung 5.5: TRFR bei 0.4 K mit externem Magnetfeld $B = 10$ T. Mittels eines FFT-Tief- und Hochpasses lassen sich die Elektronen- und Lochspin-Komponenten aus dem gemessenen Signal separieren und sich somit deren Lebensdauer bestimmen.

g -Faktor und somit die Larmorfrequenz ändert: Bei einer QW-Dicke von nominell 15 nm führt eine geringere Breite zu einem etwas kleinerem Betrag des g -Faktors [Sne91]. Bei einer Temperatur von 1.2 K erhält man für den Elektronen- g -Faktor $|g_e| = 0.31$ (D060612A) und $|g_e| = 0.29$ (D040817B), woraus man durch Vergleich mit [Sne91] eine QW-Breite von ≈ 13 nm (D060612A) und ≈ 12.5 nm (D040817B) abschätzen kann. Die Abweichung zur nominellen Breite von 15 nm lässt sich durch die Bandverbiegung, welche aufgrund der Dotierung hervorgerufen wird, erklären (vgl. Abb. 5.1). Die geringere QW-Breite der zweiten Probe führt zu einer stärkeren Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung des Valenzbandes und somit zu einer längeren Lochspinlebensdauer. Die niedrigere Beweglichkeit der ersten Probe deutet außerdem auf stärkere Potentialfluktuationen und damit einer größeren Inhomogenität des g -Faktors hin. Diese führt nach Gleichung 3.23 schließlich zu einer schnelleren Dephasierung des Lochspins. Die gemessene Spinlebensdauer der Elektronen (Abb. 5.6) ist im Gegensatz zu den Löchern zusätzlich zur Spinrelaxation durch die Ladungsträgerlebensdauer begrenzt (siehe Gl. 4.8). Durch zeitaufgelöste Photolumineszenzmessungen konnte eine PL-Lebensdauer von ca. 100 ps gemessen werden [Kug09b]. Bei diesen Messungen wurden Elektron-Loch-Paare unter nicht-resonanter

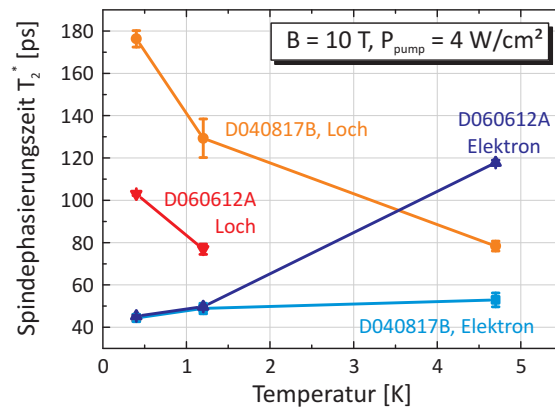


Abbildung 5.6: Elektron- und Lochspin-Dephasierungszeit in Abhängigkeit von der Temperatur der Proben D040817B und D060612A bei einem externen Magnetfeld von 10 T. Man beobachtet bei beiden Proben eine deutliche Abnahme der Lochspindephasierungszeit mit steigender Temperatur, wobei bei Probe D060612A bei 4.7 K kein Lochspin-Signal beobachtbar ist (s. Abb. 5.4).

Anregung erzeugt. Unter resonanter Anregung hingegen ist die Rekombinationsdauer im Allgemeinen kürzer [Yak08], wodurch die im Vergleich zu den Löchern relativ kurze Spinlebensdauer der Elektronen zu erklären ist. Die Abnahme der Elektronenspinlebensdauer bei tieferen Temperaturen lässt sich somit der schnelleren Rekombination zuschreiben.

Die starke Abhängigkeit der Lochspin-Relaxationszeit von der Probentemperatur ist somit ein klares Indiz, dass Lokalisierung einen entscheidenden Einfluss auf die Relaxation hat: Bei der Temperatur von $T = 4$ K übersteigt die thermische Energie ($E = k_B \cdot T \approx 0.35$ meV, mit der Boltzmann-Konstanten k_B und der Temperatur T) des Loches die Lokalisierungsenergie, es tritt Delokalisierung auf und der Lochspin kann über die Spin-Bahn-Wechselwirkung relaxieren. Mit der thermischen Energie lässt sich somit gleichzeitig die Lokalisierungsenergie nach oben abschätzen: $E_{lok.} < 0.35$ meV.

Aufgrund der längeren Lebensdauer konzentrieren sich die weiteren Messungen, soweit nicht anders angegeben, auf die zweite Probe (D040817B).

5.3.2 Abhängigkeit der Lochspin-Relaxation von der Anregungsintensität

Abhängig von der Intensität des Pump-Strahls P_{Pump} wurde die Lochspinlebensdauer bei einer Probentemperatur von 0.4 K untersucht. Die Probe wurde dabei um 4° gegen das äußere Magnetfeld verkippt, da der g -Faktor des Loches stark anisotrop und somit der effektive g -Faktor deutlich größer ist (vgl. Kap. 5.3.5). Dies führt zu einer höheren Präzessionsfrequenz, was die Beobachtung des Lochspins auch bei schwächerer Anregung erleichtert. Die Verkipfung führt zu einer kleinen Magnetfeldkomponente parallel zur Spinorientierung, was analog zum Elektronenspin zu einer leichten Erhöhung der Lochspinlebensdauer führt (Kap. 5.3.5) [Ivc73].

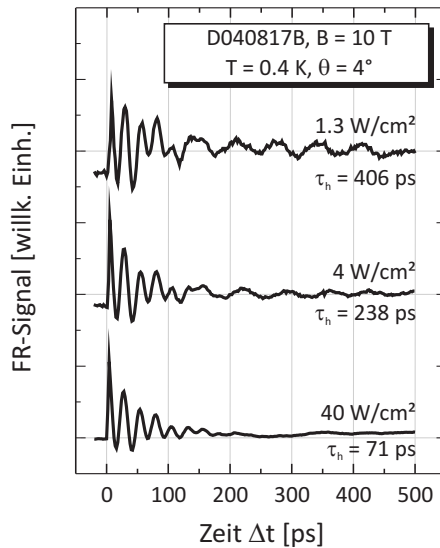


Abbildung 5.7: Abhängigkeit der Lochspinrelaxation von der Anregungsleistung: Für drei verschiedene Anregungsleistungen wurde bei 10 T und 1.2 K wurde die Lochspinrelaxationszeit gemessen. Den besten Kompromiss aus langer Lebensdauer und Signal-zu-Rausch-Verhältnis erhält man bei einer Anregungsleistung von 4 W/cm^2 .

Mit steigender Anregungsleistung nimmt die Lebensdauer des Lochspins deutlich ab (Abb. 5.7): Bei einer schwachen Anregungsleistung von 1.3 W/cm^2 lässt sich ein Wert von $\tau_h \approx 406$ ps bestimmen. Bei 4 W/cm^2 beträgt diese noch 238 ps, und bei 40 W/cm^2 nur noch 71 ps. Diese Beobachtung stimmt sehr gut mit den Beobachtungen von B. Baylac *et al.* [Bay95] überein: Die größere Anregungsleistung

führt zu einer Erwärmung des Kristallgitters und der Ladungsträger. Die Löcher besitzen aufgrund der größeren Energie folglich einen größeren k -Vektor, was eine Spinrelaxation über Spin-Flip-Vorgänge erleichtert, da für $k \neq 0$ eine Mischung der LH- und HH-Zustände auftritt und es somit bei Streuungen zu einem Spin-Flip-Vorgang kommen kann. Bei kleinerer Anregungsleistung hingegen können die Löcher leichter lokalisieren, was zu einem kleineren Impuls k führt und somit zu einer Unterdrückung der Lochspin-Relaxation über Spin-Flip-Prozesse.

Die Anregungsleistung von $P_{Pump} = 4 \text{ W/cm}^2$ hat sich aufgrund des besseren Signal-Rausch-Verhältnisses gegenüber einer schwächeren Anregung als praktikabler erwiesen. Daher wurden auch die folgenden Messungen an den 2D-Lochsystemen bei dieser Anregungsleistung durchgeführt. Die Messungen in den folgenden Abschnitten wurden, soweit nicht anders angegeben, ohne Verkipfung der Probe bezüglich des externen Magnetfeldes durchgeführt.

5.3.3 Verhalten im externen Magnetfeld: Dephasierung und g -Faktoren

Ein externes Magnetfeld entlang der QW-Ebene und damit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichts führt zu einer Präzession der Spins von Elektronen und Löchern. Abbildung 5.8a zeigt zeitaufgelöste Faraday-Rotationsmessungen in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld B bei bis zu 10 T bei einer Temperatur von $T = 1.2 \text{ K}$ und einer Anregungsleistung des Pumpstrahls von 4 W/cm^2 . Die Probe wurde dabei so justiert, dass die QW-Ebene möglichst parallel zum Magnetfeld steht. Man erkennt in den gemessenen Kurven auch hier deutlich zwei unterschiedliche Larmorfrequenzen in den gemessenen Kurven. In Abbildung 5.8b wurde exemplarisch für ein Magnetfeld von 8 T der Anteil des Elektronen- und Lochkomponente aus der gemessene TRFR-Kurve extrahiert und aus diesen Kurven die Larmorfrequenz ν_L und Dephasierungszeit T_2^* bestimmt. Für Elektronen und Löcher wurden diese Werte für Magnetfelder zwischen 3 T und 10 T bestimmt. Trägt man die ermittelten Präzessionsfrequenzen ν_L gegen das Magnetfeld B auf, so lässt sich nach Gleichung 4.10 aus der Steigung der g -Faktor der zugehörigen Ladungsträger bestimmen (Abb. 5.8c). Durch Vergleich mit Literaturwerten [Sne91, Syp07] lässt sich die schnelle Präzession eindeutig dem Elektronenspin, und die langsamere Präzession dem Lochspin zuordnen. Für die zugehörigen g -Faktoren ergeben sich folgende Werte:

$$|g_e| = 0.284 \pm 0.002 \text{ sowie } |g_h| = 0.041 \pm 0.001 \quad (5.1)$$

Abbildung 5.9a zeigt die aus den gemessenen Daten extrahierten Komponenten des Lochspins. Die Abklingzeit der Lochspinpolarisation ist dabei stark vom externen Magnetfeld abhängig. Für ein Magnetfeld von 3 T erhält man 267 ps, bei 10 T beträgt diese nur noch 129 ps. Dieses Verhalten deutet auf eine Dephasierung des Lochspinensembles aufgrund von Fluktuationen im g -Faktor mit der zugehörigen Spindephasierungszeit T_2^* hin. In Abbildung 5.9b sind die Dephasierungszeiten T_2^* für Elektronen und Löcher aufgetragen. Im Gegensatz zu der mit steigendem Magnetfeld stark abnehmenden Dephasierungszeit der Löcher nimmt die der Elektronen leicht zu: Dies deutet auf eine Komponente des Magnetfeldes senkrecht zur QW-Ebene aufgrund einer geringen Verkipfung der Probe hin, wodurch mit zunehmenden Magnetfeld die Spinlebensdauer zunimmt [Ivc73]. Die gemessene Spinlebensdauer der Elektronen ist, wie im Kapitel 5.3.1 bereits erklärt, zusätzlich durch die Ladungsträgerlebensdauer limitiert, wodurch die im Vergleich zu den Löchern relativ kurze Spinlebensdauer der Elektronen zu erklären ist.

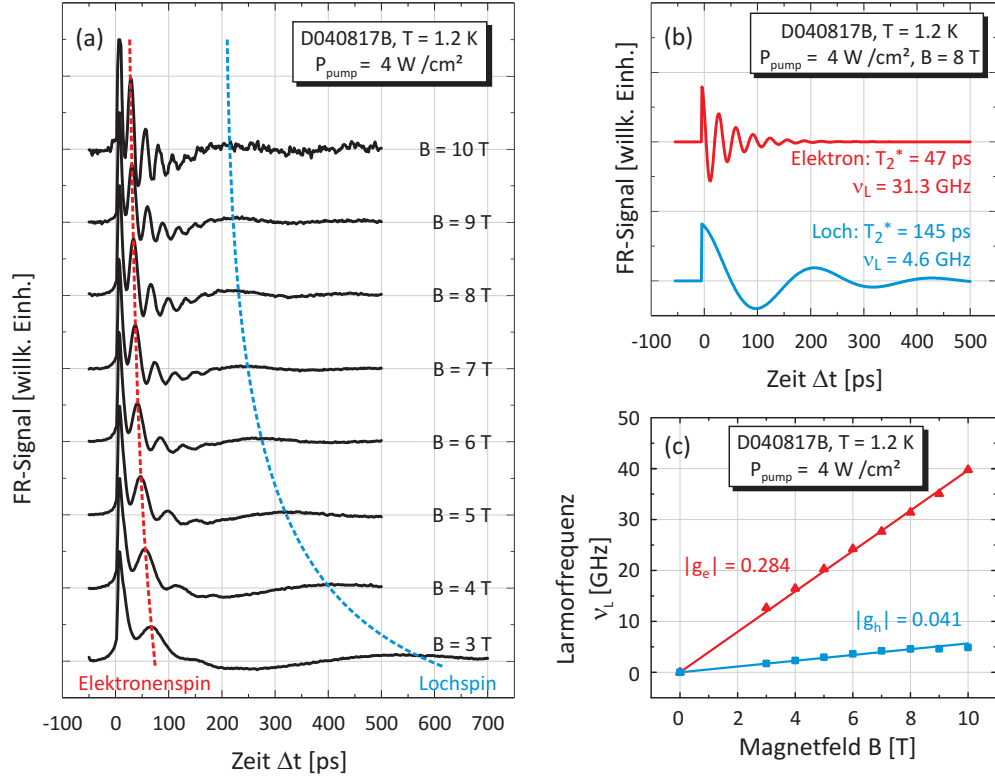


Abbildung 5.8: Magnetfeldabhängige TRFR-Messungen an einem p -dotierten QW mit 15 nm Breite. (a) Gemessene TRFR-Kurven bei einer Temperatur von 1 K und einem externen Magnetfeld von 3 T bis 10 T. Die Präzession mit der kürzeren Periode wird dem Elektronenspin, die mit der längeren Periode dem Lochspin zugeordnet. Die Zunahme der Präzessionsfrequenzen mit steigendem Magnetfeld wird durch die gestrichelten Linien verdeutlicht. (b) Exemplarische Separation der Elektron- und Lochspin-Komponente aus den gemessenen TRFR-Kurve bei einem externen Magnetfeld von 8 T. (c) Aus der Larmor-Frequenz ν_L in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld wurden die g -Faktoren für Elektronen und Löcher bestimmt.

Mit dem in Gleichung 3.24 angegebenen Zusammenhang, $T_2^* = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_{2,\text{inh}}} = \frac{T_2}{1 + \frac{T_2 \Delta g \mu_B B}{\hbar}}$, lassen sich aus den gemessenen Werten von T_2^* die transversale Spinrelaxationszeit T_2 sowie die Fluktuation des g -Faktors, Δg , bestimmen (Fit in Abb. 5.9b). Man erhält

$$T_2 = (509 \pm 63)\text{ ps} \text{ sowie } \Delta g = 0.007 \pm 0.002, \quad (5.2)$$

was einem prozentualen Verhältnis von $\frac{\Delta g}{g} \approx 17\%$ entspricht. In diesem Modell wird $T_{2,\text{inh}}$ nur durch g -Faktor-Fluktuationen beeinflusst. Die auf diese Weise bestimmte transversale Spinrelaxationszeit T_2 stellt somit nur eine Untergrenze dar.

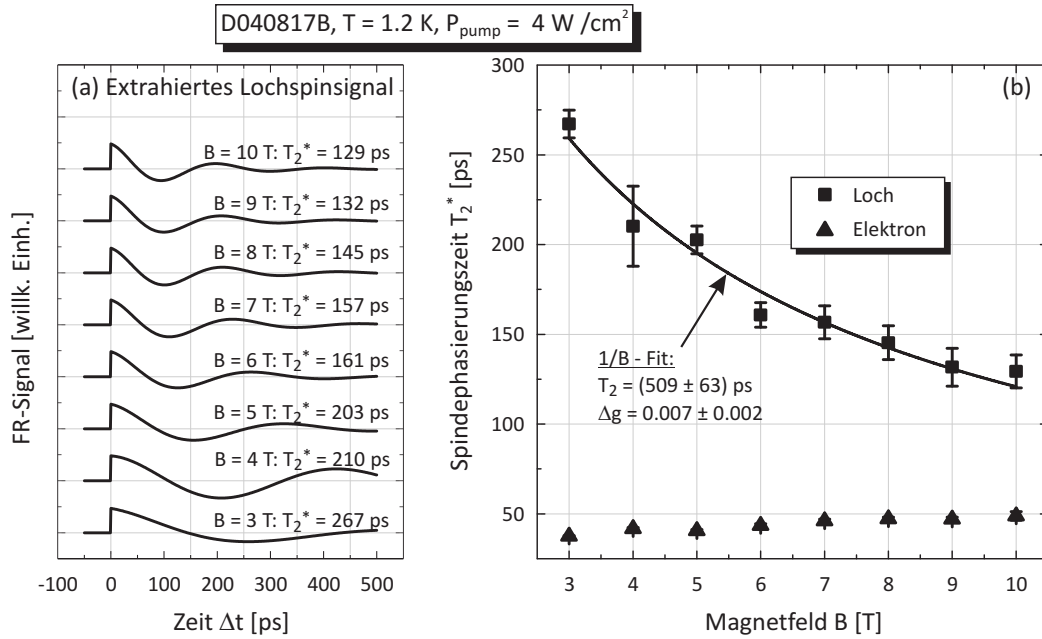


Abbildung 5.9: TRFR-Messungen an einem p-dotierten QW mit 15 nm Breite (D040817B, $T = 1.2 \text{ K}$, $P_{\text{pump}} = 4 \text{ W/cm}^2$). (a) Aus den gemessenen Kurven in Abb. 5.8a wurde die Lochkomponente extrahiert. Man erkennt deutlich die Abnahme der Dephasierungszeit T_2^* des Lochspins mit steigendem Magnetfeld. (b) Magnetfeldabhängigkeit der Elektron- und Lochspindephasierungszeit.

5.3.4 Abhängigkeit der Lochspinrelaxation von der Quantenwell-Breite

Wird die QW-Breite reduziert, so steigt die HH-LH-Aufspaltung des Valenzbandes (Abb. 2.7). Somit ist zu erwarten, dass die Aufhebung der Valenzbandentartung am Γ -Punkt zusammen mit lokalisierten Lochzuständen eine Relaxation des Lochspins aufgrund von Impulsstreuung unterdrücken und damit längere Spinrelaxationszeiten ermöglichen (vgl. Kap. 3.5.5).

In diesem Teil der Arbeit wurden Proben mit einen 15 nm, 9 nm, 7.5 nm und 6 nm breiten, p-dotierten QW untersucht (vgl. Tabelle 5.1). Aufgrund des Einflusses der Lokalisierung wurden die Messungen unter identischen Bedingungen bei einer Temperatur von 1.2 K und einer Anregungsleistung von 4 W/cm^2 des Pump- als auch Probestrahls durchgeführt. Um die Spindephasierung zu untersuchen, wurde ein externes Magnetfeld parallel zur QW-Ebene angelegt.

In Abbildung 5.10 sind die gemessenen Spindephasierungszeiten T_2^* , welche mittels TRFR bestimmt wurden, in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld sowie der QW-Breite aufgetragen. Die aus den TRFR-Messungen bestimmten g -Faktoren, sowie aus den $1/B$ -Fits in Abbildung 5.10 bestimmten Werte für die Spinrelaxationszeit T_2 und der g -Faktor-Fluktuationen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Man erkennt, dass bei allen Proben die Spindephasierungszeit T_2^* deutlich mit steigendem Magnetfeld abfällt, was auf Inhomogenitäten im g -Faktor hindeutet. Zusätzlich nehmen die Dephasierungszeiten T_2^* und T_2 mit niedrigerer QW-Breite von 15 nm bis 7.5 nm zu, wie man es aufgrund zunehmender HH-LH-Aufspaltung erwarten würde. Interessanterweise nimmt bei der Probe mit dem 6 nm brei-

tem QW die Dephasierungs- und Relaxationszeit wieder ab. Darüber hinaus ist die Beweglichkeit der Ladungsträger in dieser Probe um den Faktor 100 niedriger als in den anderen untersuchten Proben. Eine mögliche Erklärung hierfür sind eine größere Anzahl an Störstellen sowie eine stärkere Grenzflächenrauigkeit zwischen QW und Barrierenmaterial. Diese spiegeln sich wiederum in stärkeren Fluktuationen im g -Faktor, Δg , wider. Der ermittelte Wert für Δg widerlegt dieses aber. TRFR-Messungen an einem 4 nm breiten, p -dotierten GaAs-QW zeigen bei gleicher Anregungsleistung eine Relaxationszeit des Lochspins T_2 von mehr als 70 ns [Kor09]. Dieses Ergebnis legt die Vermutung nahe, dass aufgrund von Potentialfluktuationen an der QW/Barriere-Grenzfläche und somit größeren g -Faktor-Inhomogenitäten die Dephasierung bei der Probe mit 6 nm breiten QW den limitierenden Faktor darstellt. Der Einfluss unterschiedlicher QW-Breiten ist daher ausführlicher zu untersuchen und wird Gegenstand weiterführender Arbeiten sein.

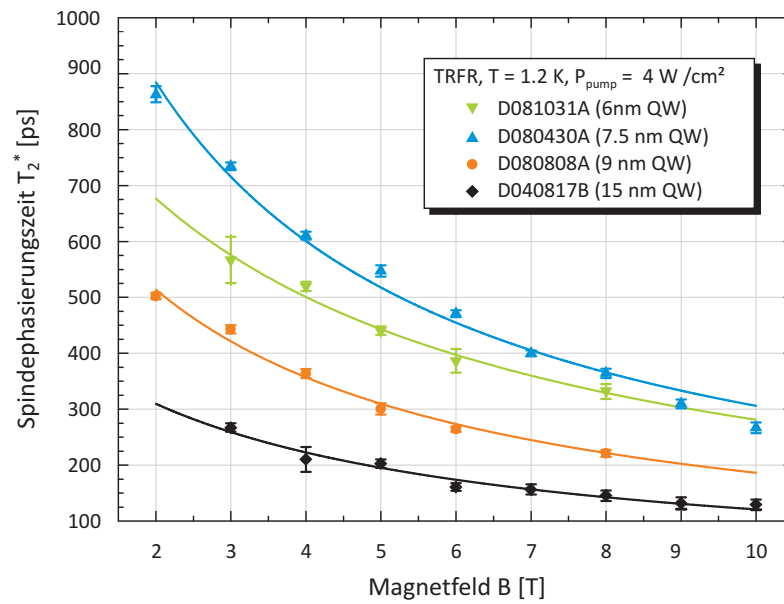


Abbildung 5.10: Die Lochspindephasierungszeiten T_2^* wurden abhängig vom externen Magnetfeld für unterschiedlichen QW-Breiten aus TRFR-Messungen bestimmt [Kor09]. Die durchgezogenen Linien stellen dabei einen $1/B$ -Fit nach Gl. 3.24 an die Daten dar.

Probenname	QW-Dicke [nm]	T_2 [ps]	g -Faktor g	Δg	$\Delta g/g$
D040817B	15	509 ± 63	0.041	0.007 ± 0.002	17 %
D080808A	9	917 ± 81	0.046	0.005 ± 0.001	11 %
D080430A	7.5	1680 ± 140	0.054	0.003 ± 0.001	6 %
D081031A	6	1044 ± 99	0.049	0.003 ± 0.001	6 %

Tabelle 5.2: Für verschiedene QW-Breiten wurden in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld die g -Faktoren sowie die Spindephasierungszeiten T_2^* aus TRFR-Messungen bestimmt und daraus die Spinrelaxationszeit T_2 als auch die Fluktuationen des g -Faktors ermittelt.

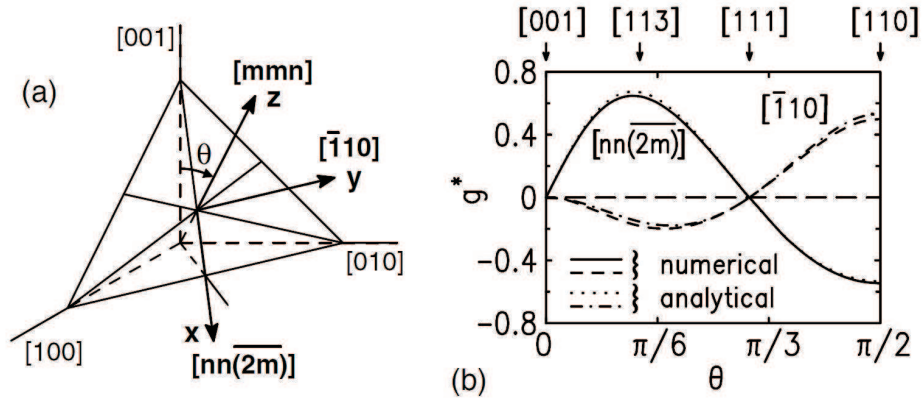
5.3.5 Anisotropie des Loch- g -Faktors


Abbildung 5.11: (a) Kristallrichtungen für QWs mit der Wachstumsrichtung z . Der Winkel zwischen z und der $[001]$ -Richtung wird als θ bezeichnet. (b) Berechnete g -Faktor für verschiedene Winkel θ und einem in $[\bar{1}10]$ - und $[nn(2m)]$ -Richtung angelegtem äußeren Magnetfeld (aus [Win00]).

Der g -Faktor von Löchern in 2D Lochsystemen ist stark anisotrop (Abb. 5.11, [Win00]). Im vorhergehenden Kapitel wurde die Komponente des g -Faktors senkrecht zur Wachstumsrichtung zu 0.041 bestimmt. Diese Komponente wird im folgenden als g_{\perp} bezeichnet. Um die Komponente des g -Faktors parallel zur Wachstumsrichtung, g_{\parallel} , zu bestimmen, wurde die Probe um einen definierten Winkel θ gegenüber dem externen Magnetfeld verkippt (Abb. 5.12). Der effektive, gemessene g -Faktor des

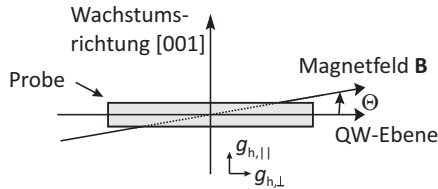


Abbildung 5.12: Eine Verkipfung der Probe um den Winkel θ gegenüber dem externen Magnetfeld B bewirkt eine Mischung der Komponenten des g -Faktors parallel (g_{\parallel}) und senkrecht (g_{\perp}) zur Wachstumsrichtung.

Lochs ergibt sich durch geometrische Addition der beiden Komponenten [Yak08]:

$$g_h(\Theta) = \sqrt{g_{h,\parallel}^2 \sin^2 \Theta + g_{h,\perp}^2 \cos^2 \Theta} \quad (5.3)$$

In Abbildung 5.13a sind TRFR-Kurven im unverkippten ($\theta = 0$) und im verkippten Fall ($\theta = 4^\circ$) gezeigt. Die erhöhte Präzessionsfrequenz ist deutlich zu erkennen. Somit ist auch der effektive g -Faktor des Loches im verkippten Zustand im Vergleich zum unverkippten Zustand deutlich erhöht (Abb. 5.13b). Der effektive g -Faktor beträgt $|g_h| = 0.11 \pm 0.01$. Aus Gleichung 5.3 und 5.1 lässt sich somit der g -Faktor parallel zur Wachstumsrichtung bestimmen. Man erhält $|g_{\parallel}| = 1.5 \pm 0.3$, wobei der Fehler für den Winkel zu 0.5° abgeschätzt wurde. Der Wert für $|g_{\parallel}|$ ist vergleichbar mit Werten aus der Literatur, bei denen Werte von $|g_{\parallel}| \approx 2$ gefunden wurde [Mar99, Sap92], allerdings für etwas schmalere

QWs. Aus TRFR- und RSA-Messungen³ an einem 4 nm breiten, p -dotierten QW [Kor09] lässt sich $g_{||} \approx 1.9$ bestimmen. Hingegen deuten die TRKR-Messungen von Syperek *et al.* auf einen kleineren

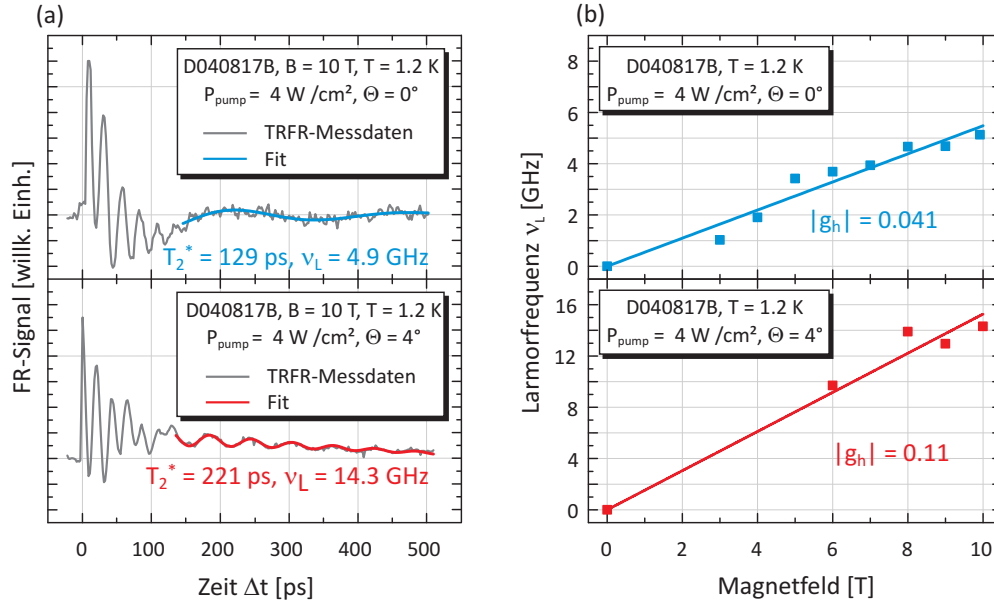


Abbildung 5.13: (a) TRFR-Kurven bei 10 T und 1.2 K jeweils im unverkippten ($\theta = 0$) und verkippten Fall ($\theta = 4^\circ$). (b) Larmorfrequenz des Lochspins in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Aufgrund der Verkipfung ist der effektive g -Faktor und somit auch die Präzessionsfrequenz erhöht.

Wert ($|g_{||}| = 0.6$ für einen 15 nm breiten, symmetrisch dotierten QW) hin. Dieser Wert stimmt wiederum gut mit $g_{||} \approx -0.7$ für Volumen-GaAs überein [Lan87]. Zusätzlich zu dem erhöhten g -Faktor fällt auf, dass die Spindephasierungszeit im verkippten Fall deutlich erhöht ist. Dieses Verhalten lässt sich auf die Mischung der beiden Komponenten des g -Faktors sowie einer vermutlich kleineren Fluktuation des g -Faktors in Wachstumsrichtung erklären: Trägt man die Spindephasierungszeit gegen das Magnetfeld auf (Abb. 5.14) und fittet eine Kurve nach Gl. 3.22, wobei für T_2 der Wert für den unverkippten Fall, $T_2 = (509 \pm 63)$ ps, angenommen werden kann, so erhält man für die Fluktuation des g -Faktors $\Delta g = 0.003 \pm 0.001$. Aufgrund der relativ wenigen zur Verfügung stehenden Datenpunkte ist der Betrag von Δg im verkippten Fall lediglich als Anhaltspunkt zu werten.

³engl. *resonant spin amplification*, RSA, siehe z.B. [Kik98]

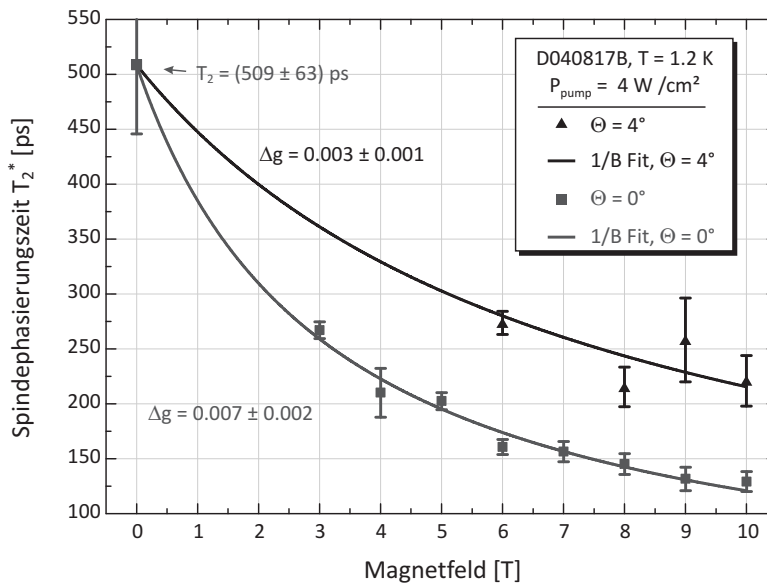


Abbildung 5.14: Die Lochspindephasierungszeit T_2^* ist mit verkippten Magnetfeld (rote Punkte) deutlich erhöht. Fittet man an die Messpunkte einen $1/B$ -Verlauf und verwendet die aus den Messungen mit parallelem Magnetfeld (blaue Punkte und Kurve) extrahierten Wert der Relaxationszeit T_2 , so lassen sich die Fluktuationen im g -Faktor, Δg , bestimmen.

6 GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen

Neben zweidimensionalen GaAs-Lochsystemen wurden im Rahmen dieser Arbeit GaAs-Quantenwell-Strukturen untersucht, die durch eine dünne Barriere von einer ferromagnetischen GaMnAs-Schicht getrennt sind. Diese Strukturen sind mögliche Kandidaten um Spininjektion aus einem ferromagnetischen Halbleiter in einen darunter liegenden, nichtmagnetischen Halbleiter zu realisieren (s. Kap. 1).

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden der Aufbau der untersuchten Proben sowie die zugehörige Bandstruktur dargestellt. Im zweiten Abschnitt werden PL-Untersuchungen an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW-Strukturen präsentiert. Hierbei wurden der Einfluss der GaMnAs-Schicht und insbesondere des Barrierenmaterials im Hinblick auf Mn-Diffusion in darunter liegende GaAs-QW-Strukturen mittels Photolumineszenz-Spektroskopie bei tiefen Temperaturen untersucht. Der Einfluss der Mn-Störstellen im QW auf die Ladungsträger- und Spindynamik ist Gegenstand des dritten Abschnitts. Im vierten Abschnitt wird der Einfluss des Ausheizens der Probe nach dem Wachstum (*post-growth annealing*) auf die darunterliegenden Schichten analysiert. Des weiteren wird eine mögliche *n*-Dotierung im QW aufgrund von Mn-Diffusion diskutiert. Abschließend werden zeitaufgelöste Messungen gezeigt, bei denen im schwachen Magnetfeld eine mögliche paramagnetische Wechselwirkung des Elektronenspins mit Mn-Verunreinigungen beobachtet wird. Im starken Magnetfeld konnte aufgrund der Wechselwirkung von Elektronen- und Kernspins eine Kernspinpolarisation beobachtet werden, welche zu effektiven Magnetfeldern von knapp 0.5 T führt.

6.1 Probenaufbau und schematische Bandstruktur der untersuchten Proben

Die untersuchten Proben wurden in der MBE-Anlage des Lehrstuhls Wegscheider an der Universität Regensburg gewachsen. Abbildung 6.1 zeigt schematisch den Aufbau der Proben und deren Bandstruktur.

Probenwachstum

Auf einen semi-isolierenden, (100)-orientierten GaAs-Wafer wurde zunächst bei einer typischen Wachstumstemperatur von ≈ 630 °C eine GaAs-Pufferschicht gefolgt von einem $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ /GaAs Übergitter gewachsen, um zum einen Unebenheiten auf dem Substrat auszugleichen und zum anderen um Gitterfehler abzufangen und um die Diffusion von Unreinheiten aus dem Substrat zu unterbinden. Anschließend folgt eine 100 nm dicke $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht, ein 10 nm breiter GaAs-QW, der wiederum durch eine 100 nm dicke $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht von einem darauf folgenden 12 nm breiten GaAs-QW

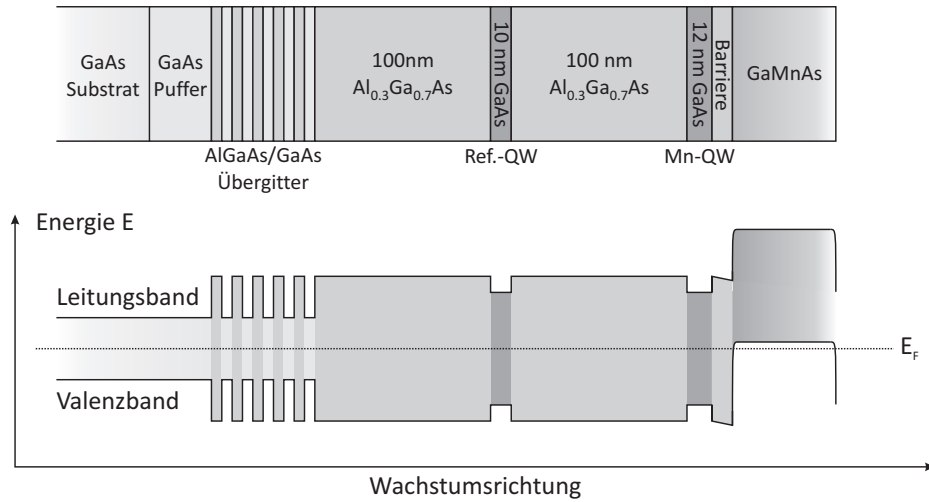


Abbildung 6.1: Oben: Schematische Schichtfolge der GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Quantenwell-Strukturen. Eine dünne Barriere trennt die GaMnAs-Schicht von dem darunterliegenden, 12 nm breiten QW (Mn-QW). Der Referenz-QW (Ref.-QW) ist durch eine weitere, 100 nm dicke AlGaAs-Schicht von dem Mn-QW getrennt. Unten: Schematischer Verlauf des Valenz- und Leitungsbandes.

Probenname	Barriere	Mn-Konzentration der GaMnAs-Schicht
C050317A	3 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As	3 %
C050414A	10 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As	3 %
C071213A	10 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As	6 %
C071213C	5 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As + 5 nm LT-Al _{0,3} Ga _{0,7} As	6 %
C071213B	5 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As + 5 nm LT-Al _{0,8} Ga _{0,2} As	6 %
C060818B	4.34 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As + 5 Perioden 0.849 nm AlAs / 0.283 nm GaAs (keilförmiger Verlauf von 8.9 nm bis 11.1 nm)	6 %
C050603A Referenzprobe	10 nm Al _{0,3} Ga _{0,7} As	0 %

Tabelle 6.1: Übersicht der untersuchten GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW Proben.

getrennt ist. Dieser QW ist durch eine Barriere von der ferromagnetischen GaMnAs-Schicht getrennt. Die Temperatur wurde für das Wachstum der GaMnAs-Schicht hierbei von ≈ 630 °C auf ≈ 250 °C gesenkt (siehe Kap. 2.3).

Aufgrund der Nähe des 12 nm breiten QWs zur GaMnAs-Schicht wird dieser im Folgenden als

Mangan-QW (Mn-QW) und der als Referenz dienende 10 nm breite QW als Referenz-QW (Ref.-QW) bezeichnet. Die Proben, die in dieser Arbeit untersucht wurden, sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Alle Proben wurden in der Spintronik-Kammer der MBE gewachsen. Die Barriere bestand bei allen Proben – mit Ausnahme von C050317A, deren Barriere nur 3 nm dick ist – aus 5 nm HT- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ und einer Schicht(folge) aus davon abweichenden Material. Diese Zusammensetzung wurde gewählt, um eine Beeinflussung des g -Faktors durch das angrenzende Barrierenmaterial zu verhindern: Aufgrund der endlichen Eindringtiefe der Ladungsträgerwellenfunktion im QW „spüren“ diese das Barrierenmaterial und der g -Faktor ändert sich entsprechend (siehe z.B. [Sal01b]). Eine besondere Stellung nimmt die Probe C060818B ein: Diese wurde bis auf die GaMnAs-Schicht in der Hochbeweglichkeitskammer der MBE gewachsen, um den unbeabsichtigten Einbau von Mn-Fremdatomen während des Wachstums zu verhindern. Die Barriere dieser Probe besteht aus einer nominell 4.34 nm dicken $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht und einem Übergitter aus 5 Perioden mit drei Monolagen (ML) AlAs und einer ML GaAs. Das Übergitter wurde nicht-rotiert gewachsen, wodurch sich eine Barrierendicke von 8.9 bis 11.1 nm entlang des Wafers ergibt (Abb. 6.2). Anschließend wurde der Wafer unter Ultrahochvakuum in die Spintronik-Kammer transferiert und dort die GaMnAs-Schicht gewachsen.

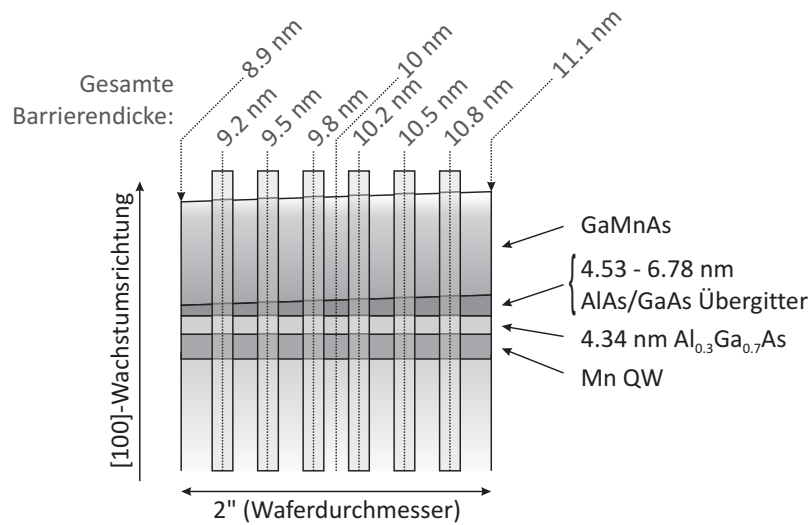


Abbildung 6.2: Schematischer Aufbau der Probe mit keilförmig gewachsener Barriere (C060818B): Aufgrund des nicht-rotiert gewachsenen Teils der Barriere ergibt sich ein Gradient der Barrierendicke entlang des Wafers von 8.9 bis 11.1 nm. In der Abbildung sind die Probenstücke und die dazugehörigen Barrierendicken eingezeichnet, an denen Messungen durchgeführt wurden.

6.2 Untersuchungen zur Mn-Diffusion mittels Photolumineszenz

6.2.1 Einfluss der Barrierendicke auf die Mn-Diffusion

Dieser Abschnitt konzentriert sich auf PL-Untersuchungen an den in Tabelle 6.1 vorgestellten Proben. Die Messungen wurden in einem Durchflusskryostat bei (soweit nicht anderes angegeben) einer Temperatur von 4.3 K durchgeführt. Als Anregungsquelle wurde ein frequenzverdoppelter Festkörperlaser im Dauerstrichbetrieb bei einer Wellenlänge λ_{exc} von 532 nm eingesetzt und die Photolumineszenz in Reflexion gemessen.

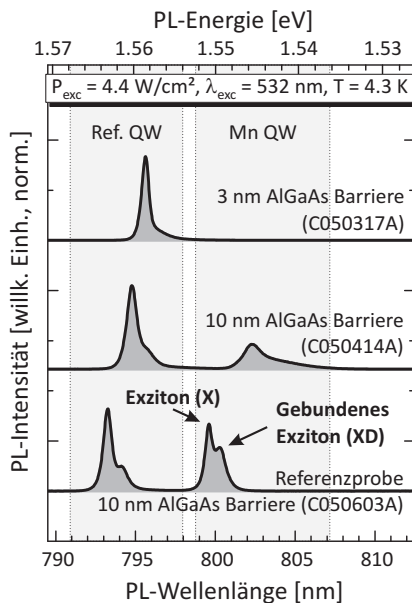


Abbildung 6.3: Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Barrierendicke: Im Vergleich zur PL der Referenzprobe ist die PL der Proben mit 3 und 10 nm Barriere rotverschoben und spektral verbreitert. Die PL des Mn-QWs ist deutlich abgeschwächt beziehungsweise unterdrückt.

In Abbildung 6.3 sind PL-Messungen an Proben mit 3 % Mn-Gehalt der GaMnAs-Schicht und einer Barriere von 3 beziehungsweise 10 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ (C050317A und C050414A) gezeigt. Zusätzlich wurde die PL der Referenzprobe mit 10 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere gemessen. Im PL-Spektrum der Referenzprobe (C050603A) sind deutlich zwei Emissionen bei einer Wellenlänge von ca. 793 nm und 800 nm zu erkennen. Diese sind der PL des Ref.-QWs (793 nm) und des Mn-QWs (800 nm) zuzuordnen. Bei beiden Emissionen sind deutlich jeweils zwei Peaks zu erkennen: Der jeweils höherenergetische kann der Emission durch freie Exzitonen (X), der niederenergetische Peak der Emission eines gebundenen Exzitons zugewiesen werden. Eine leichte Verunreinigung durch Mn-Atome in der Spintronik-Kammer während des Wachstums führt zu einem unbeabsichtigten Einbau von Mn-Störstellen, an denen Exzitonen gebunden werden können. Auch an Rauigkeiten der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche, und damit an Potentialfluktuationen, können Exzitonen gebunden werden. Der energetische Abstand von ≈ 1.5 meV entspricht der Bindungsenergie der Exzitonen an die Störstellen.

Betrachtet man die Proben mit GaMnAs-Deckschicht, so fällt auf, dass deren PL zum einen rotverschoben und zum anderen spektral verbreitert ist. Bei der Probe mit 10 nm Barriere (C050414A) zeigt die PL des Mn-QWs eine deutliche Abnahme der Intensität und eine breitere, niederenergeti-

sche Schulter. Dieses Verhalten lässt sich durch Diffusion von Mn-Atomen aus der GaMnAs-Schicht in den QW erklären. Die Fremdatome führen zu einer weiteren Verbreiterung der PL und bilden darüberhinaus Zentren für nicht-strahlende Rekombination [Pog05], wodurch die Intensität des Mn-QWs gegenüber dem Ref.-QW deutlich reduziert ist. Da anzunehmen ist, dass die Mn-Atome hierbei auf Zwischengitterplätzen eingebaut werden, und diese daher als doppelte Donatoren wirken, werden die gebundenen Exzitonen als an Donatoren gebundene Exzitonen (XD) bezeichnet. Die deutliche spektrale Verbreiterung und Abnahme der Intensität des XD-Peaks der Probe mit GaMnAs-Deckschicht gegenüber der Referenzprobe deutet auf einen wesentlich stärkeren und inhomogeneren Einbau von Störstellen hin.

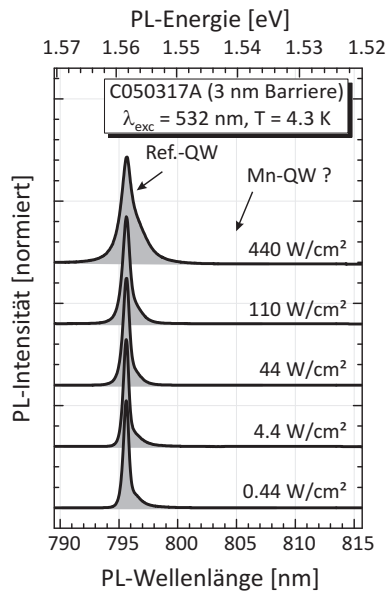


Abbildung 6.4: Leistungsabhängige PL der Probe mit 3 nm AlGaAs-Barriere (C050317A): Bei allen Anregungsleistungen ist keine PL des Mn-QWs zu beobachten.

Bei der Probe mit 3 nm Barriere (C050317A) kann man auch für größere Anregungsleistungen (Abb. 6.4) keine PL des Mn-QWs beobachten: Zum einen führt eine stärkere Mn-Diffusion aufgrund der dünneren Barriere zu mehr Mn-Störstellen und somit zur Unterdrückung der PL [Pog05], zum anderen ist es möglich, dass photoangeregte Löcher (siehe Abb. 6.1) durch die Barriere in die GaMnAs-Schicht tunneln und dort nicht-strahlend rekombinieren.

Die Photolumineszenz der Probe mit 10 nm Barriere (C050414A) weist eine deutliche Abhängigkeit von der Anregungsleistung auf (Abb. 6.5a): Bei niedriger Anregungsleistung ist die PL des Mn-QWs fast vollständig unterdrückt. Mit steigender Anregungsleistung tritt die PL des Mn-QWs immer stärker hervor. Besonders deutlich wird dieses Verhalten, wenn man hierzu die relative PL, das heisst das Verhältnis der Integrale über die Intensitäten der PL des Mn- und des Ref.-QWs (Abb. 6.5b) betrachtet. Man kann dieses Verhalten durch Mn-Störstellen, die zum einen durch eine unbeabsichtigte Hintergrunddotierung in der MBE als auch durch Diffusion von Mn-Atomen, die in der GaMnAs-Schicht Zwischengitterplätze besetzen, während und nach dem Wachstum erklären. Bei schwacher Anregung wird die PL im Mn-QW durch nicht-strahlende Rekombination der Ladungsträger aufgrund der Mn-Störstellen unterbunden. Mit zunehmender Anregungsleistung werden die Störstellen gesättigt und die strahlende Rekombination tritt verstärkt auf.

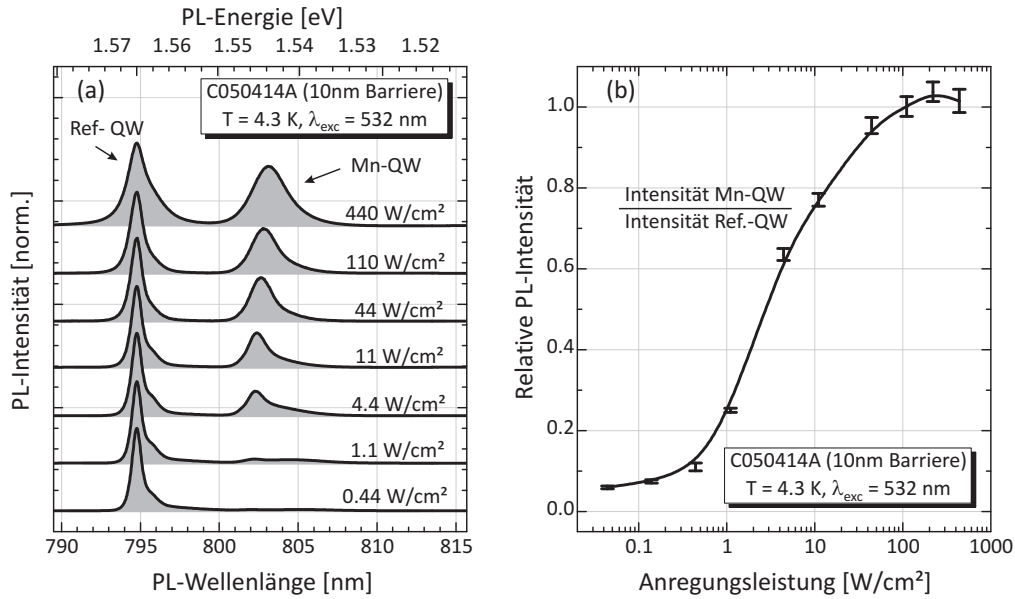


Abbildung 6.5: (a) Leistungsabhängige PL der Probe mit 10 nm AlGaAs-Barriere (C050414A): Bei schwacher Anregung ist fast ausschließlich die Lumineszenz aus dem Ref.-QW zu beobachten. Erst mit steigender Anregungsleistung ist die PL des Mn-QWs beobachtbar. (b) Der Verlauf der relativen PL-Intensität (integrierte PL-Intensität Mn-QW / Ref.-QW) weist auf ein Sättigungsverhalten der Mn-Störstellen im Mn-QW hin.

6.2.2 Donator-gebundene Exzitonen: Abhängigkeit von der Temperatur und Anregungsleistung

In Abbildung 6.6 sind temperaturabhängige PL-Messungen gezeigt, welche an der Probe mit 10 nm AlGaAs-Barriere (C050414A), durchgeführt wurden. Mit steigender Temperatur kann man eine zunehmende Rotverschiebung der PL des Ref.- und des Mn-QWs beobachten: Die Bandlücke nimmt mit der Temperatur ab [Lev99], was wiederum zu einer kleineren PL-Übergangsenergie führt. Des weiteren kann man erkennen, dass bei einer Temperatur von 4.3 K die niederenergetische Schulter in der PL des Mn-QWs stärker als bei einer Temperatur von 20 und 40 K ausgeprägt ist: Die zunehmende thermische Energie überschreitet die Bindungsenergie von ≈ 3 meV der gebundenen Exzitonen (Abb. 6.6a), und die PL der freien Exzitonen nimmt zu. Die Halbwertsbreite des XD-Peaks ist mit ≈ 9.5 nm deutlich größer als die Bindungsenergie, was auf unterschiedlich eingebaute Mn-Atome zurückgeführt werden kann. Ein weiteres Indiz, dass die Ursache dieses Verhaltens Mn-Atome im QW sind, erhält man, wenn man das PL-Spektrum des Mn-QWs durch zwei Gauss-Profile annähert, wobei diese jeweils der PL von freien und gebundenen Exzitonen zugeordnet werden können (Inset in Abb. 6.6b). Trägt man nun das Verhältnis aus der Intensität des niederenergetischen und des höherenergetischen Peaks gegen die Anregungsleistung auf (Abb. 6.6b), so wird auch quantitativ deutlich, dass bei schwacher Anregung der niederenergetische Anteil in der PL überwiegt, wohingegen bei stärkerer Anregung der höherenergetische Peak dominiert. Bei schwacher Anregung überwiegt die Zahl der Exzitonen im QW, die ihre Energie durch Bindung an Störstellen absenken. Erhöht man die Anregungsleistung, so geht die Emission der gebundenen Exzitonen aufgrund einer endlichen Anzahl an Störstellen in Sättigung

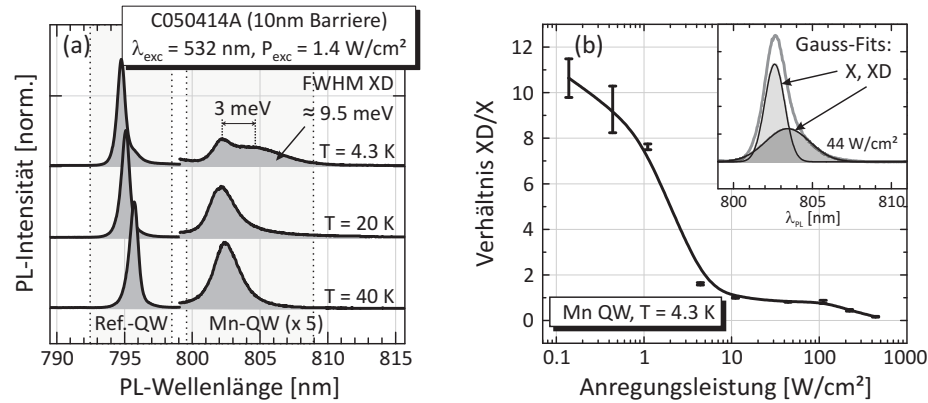


Abbildung 6.6: (a) Temperaturabhängigkeit der PL der Probe mit 10 nm AlGaAs-Barriere (C050414A). Zur besseren Darstellung wurde der Intensitätsverlauf des Mn-QWs mit dem Faktor 5 multipliziert. Bei einer Temperatur von 4 K dominiert das gebundene Exziton die PL des Mn-QWs, während bei 20 K und 40 K die thermische Energie die Bindungsenergie übersteigt und verstärkt freie Exzitonen auftreten. (b) Vergleich der PL-Intensitäten der freien und gebundenen Exzitonen. Die eingebettete Grafik zeigt exemplarisch für eine Anregungsleistung von 44 W/cm^2 einen Fit der PL des Mn-QWs durch zwei Gauss-Profile. Aus den Flächen dieser beiden Profile lässt sich das Verhältnis der PL der gebundenen (XD) und freien Exzitonen (X) bestimmen: Bei schwacher Anregung dominiert das gebundene Exziton die PL, bei zunehmender Anregungsleistung hingegen das freie Exziton.

und die Rekombination von freien Exzitonen nimmt zu.

6.2.3 Einfluss der Mn-Konzentration in der GaMnAs-Schicht auf die Photolumineszenz

In Abbildung 6.7a sind leistungsabhängige PL-Messungen gezeigt, die von einer Probe mit 10 nm Barriere und 6 % Mn-Gehalt in der GaMnAs-Schicht aufgenommen wurden. Im Vergleich zu der Probe mit 3 % Mn-Gehalt (Abb. 6.5) erkennt man, dass die PL des Mn-QWs erst bei höheren Anregungsleistungen auftritt. Die PL des Ref.- und Mn-QWs sind zusätzlich deutlich verbreitert. Vergleicht man das Verhältnis aus der PL-Intensität des Mn-QWs und des Ref.-QWs (Abb. 6.7b), so zeigt sich deutlich, dass erst ab einer Anregungsleistung von 1.1 W/cm^2 die PL des Mn-QWs zu beobachten ist, wohingegen bei der Probe mit 3 % Mn-Gehalt bereits bei deutlich schwächerer Anregungsleistung die PL des Mn-QWs beobachtbar ist. Der Kurvenanstieg der relativen PL verläuft bei der Probe mit höherer Mn-Konzentration wesentlich flacher. Bei starker Anregung ist ein Sättigungsverhalten erkennbar, allerdings erreicht die relative PL nur etwa 60 % des Maximalwertes der Probe mit 3 %. Diese Beobachtungen sind konsistent mit den vorausgehenden Beobachtungen: Eine stärkere Mn-Diffusion aufgrund des höheren Mn-Gehalts in der GaMnAs-Schicht führt vermehrt zu Mn-Störstellen im QW. Daher werden größere Anregungsleistungen benötigt, um diese Störstellen, welche als Zentren für nicht-strahlende Rekombination dienen, abzusättigen. Aufgrund der höheren Defektdichte verläuft der Anstieg der relativen PL wesentlich flacher und erreicht damit nicht den Wert der Probe mit

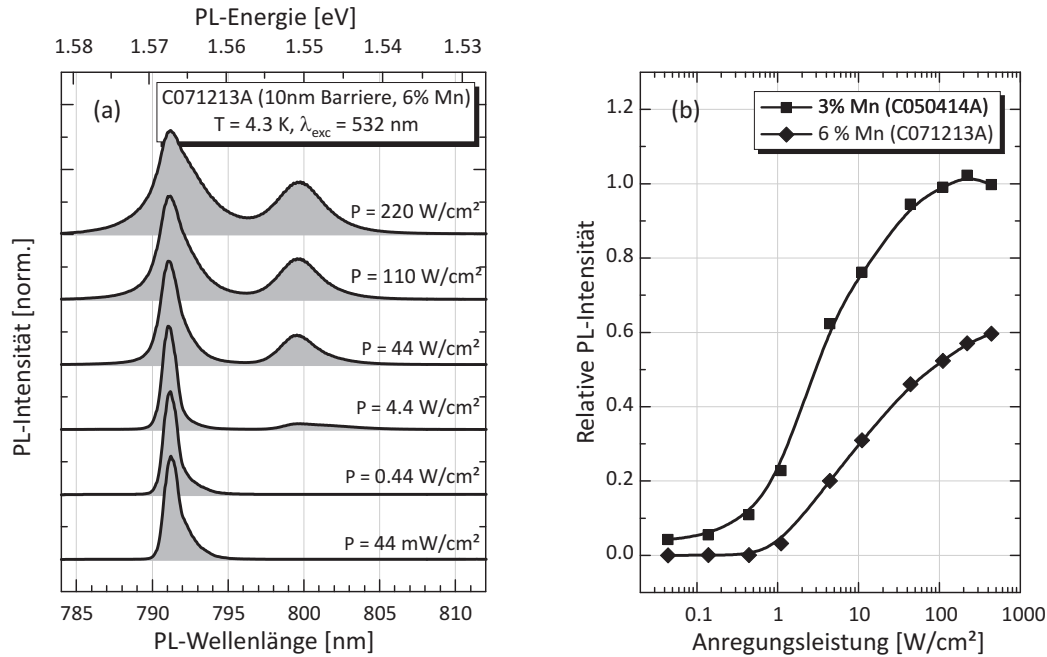


Abbildung 6.7: (a) PL-Spektren der Probe C071213A mit einer 10 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere und 6 % Mn-Gehalt. (b) Verlauf der relativen PL-Intensität (integrierte PL-Intensität Mn-QW / Ref.-QW) der Probe mit 3 und 6 % Mn-Gehalt.

niedrigerer Mn-Konzentration.

6.2.4 AlAs/GaAs-Übergitter als Barrierenmaterial

In diesem Abschnitt werden Proben untersucht, bei denen als Barrierenmaterial eine 4.3 nm dicke $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht und ein Übergitter aus 5 Perioden mit jeweils drei Monolagen AlAs und einer Monolage GaAs Verwendung findet (C060818B) – in Analogie zu einem Übergitter, welches auf das Substratmaterial gewachsen wird um die Diffusion von Verunreinigungen aus dem Substrat zu unterbinden. Aufgrund der dünnen Übergitter-Schichten findet eine Durchmischung der AlAs- und GaAs-Schichten statt, was zu einer effektiven $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -Schicht führt. Das Übergitter wurde hierbei nicht-rotiert gewachsen, wodurch sich eine Gesamtbarrierendicke von 8.9 bis 11.1 nm entlang des Wafers ergibt. In Abbildung 6.2 sind die Probenpositionen, an denen Messungen durchgeführt wurden, entlang des Wafers mit den dazugehörigen Barrierendicken dargestellt.

Die QWs und die Barriere wurden hierbei in der Hochbeweglichkeitskammer der MBE (welche keine Mn-Effusionszelle besitzt) gewachsen, und anschließend unter Ultrahochvakuum in die Spintronikkammer transferiert und dort die GaMnAs-Schicht gewachsen. Damit ist sichergestellt, dass keine unbeabsichtigten Verunreinigung der QWs aufgrund einer Hintergrunddotierung mit Mn-Atomen auftritt. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, das Diffusionsverhalten von Mn-Atomen an Proben mit unterschiedlicher Barrierendicke bei sonst identischen Wachstumsbedingungen zu untersuchen.

An den unterschiedlichen Positionen wurden PL-Messungen bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm und einer Probentemperatur von 4.3 K durchgeführt. In Abbildung 6.8a sind die dazugehö-

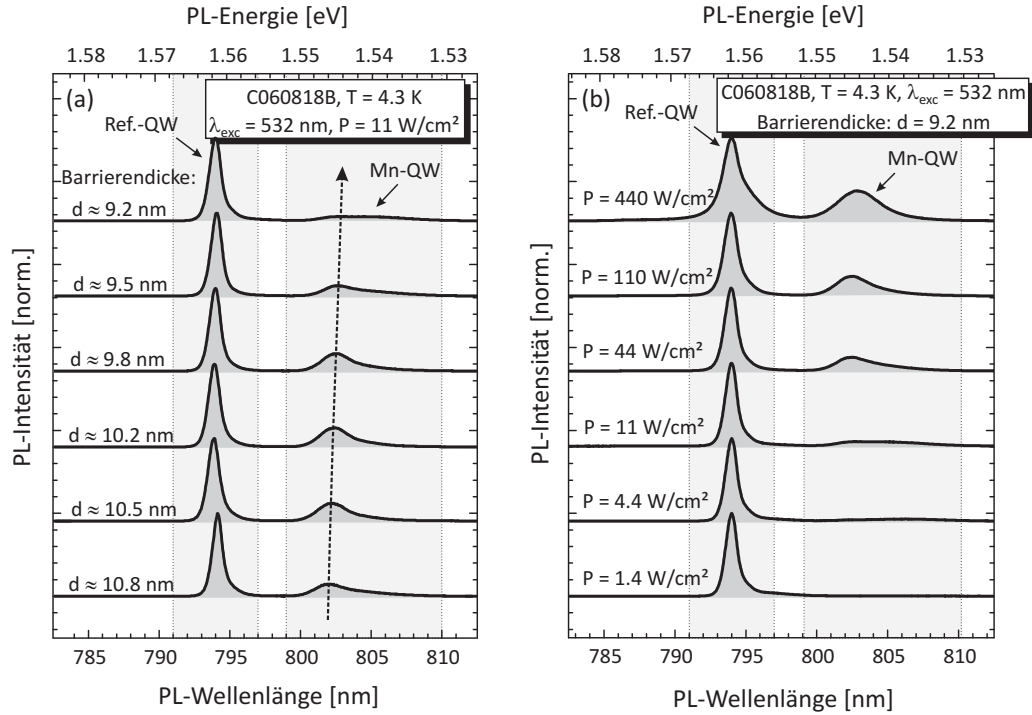


Abbildung 6.8: (a) PL-Spektren der Probe mit einem AlAs/GaAs-Übergitter als Barriere (C060818B) bei unterschiedlichen Barrierendicken. Die Rotverschiebung der PL des Mn-QWs mit abnehmender Barrierendicke ist mit einem gestrichelten Pfeil angedeutet. (b) Leistungsabhängige PL-Messungen des Probenstücks mit dünner Barriere.

rigen PL-Spektren bei einer Anregungsleistung von $P = 11\text{ W/cm}^2$ gezeigt. Mit dünner werdender Barriere nimmt die Linienbreite der PL des Mn-QWs zu und die PL wird gleichzeitig zu niedrigeren Energien verschoben. Leistungsabhängige PL-Messungen (in Abb. 6.8b exemplarisch für die Probe mit dünner Barriere) zeigen ein ähnliches Verhalten wie die vorhergehenden PL-Messungen. Mit dünnerer Barriere nimmt die Diffusion von Mn aus der GaMnAs-Schicht zu, was zu einer höheren Defektdichte im Mn-QW führt. Diese Defekte verursachen eine Linienverbreiterung und ein Unterdrücken der PL besonders bei schwacher Anregung. Betrachtet man hierzu den Verlauf der relativen PL-Intensität in Abhängigkeit von der Anregungsleistung (Abb. 6.9), so beobachtet man bei dem Probenstück mit dünnerer Barriere, dass erst ab einem Schwellwert von $\approx 1\text{ W/cm}^2$ die PL-Intensität des Mn-QWs zu steigen beginnt. Bei dem Probenstück mit dickerer Barriere findet hingegen bereits bei kleinen Anregungsleistungen der Anstieg der relativen PL statt. Beide Probenstücke erreichen unter starker Anregung in etwa den gleichen Sättigungswert. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass durch die dünnere Barriere mehr Mn-Atome diffundieren und somit zu mehr Störstellen im Mn-QW führen. Bei schwacher Anregung dominieren nun nicht-strahlende Rekombinationen aufgrund der Störstellen. Bei starker Anregung sind diese Zentren der nicht-strahlenden Rekombination gesättigt und Rekombinationen von Exzitonen dominieren die PL.

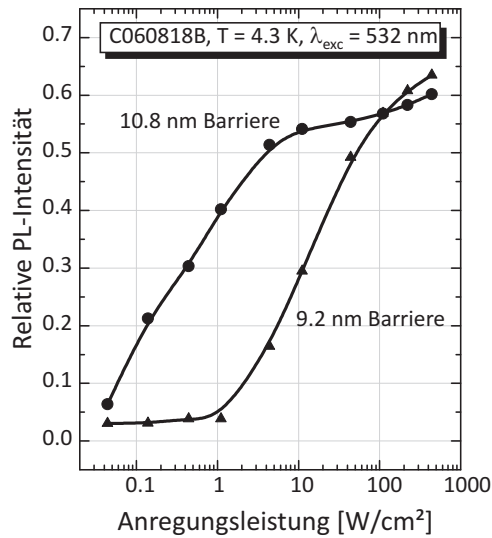


Abbildung 6.9: Relative PL der Probenstücke mit einem AlAs/GaAs-Übergitter als Barriere (C060818B) und 9.2 und 10.8 nm Barrierendicke.

6.2.5 Einfluss der Wachstumstemperatur und des Aluminiumgehalts der Barriere

In den Messungen zuvor wurde gezeigt, dass die optischen Eigenschaften des Mn-QWs stark von der Barrierendicke und dem Mn-Gehalt in der GaMnAs-Schicht abhängen. In TAMR-Strukturen auf GaMnAs-Basis wird die Barriere zwischen den ferromagnetischen GaMnAs-Schichten ebenfalls bei tiefer Temperatur (LT) gewachsen (siehe z.B. die Arbeiten von C. Rüster *et al.* [Rüs05]): Es wird vermutet, dass eine LT-Barriere die Mn-Diffusion stärker unterbindet. Im Folgenden wird daher der Einfluss der Wachstumstemperatur und des Aluminiumgehalts der Barriere untersucht.

PL-Messungen an einer Probe mit einer Barriere aus 5 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (C071213C) sind in Abbildung 6.10a gezeigt. Im Vergleich zu den vorherigen Messungen an der Probe mit einer bei hoher Wachstumstemperatur (HT) gewachsenen Barriere (Abb. 6.7) erkennt man deutlich, dass man bereits bei niedrigerer Anregungsleistung PL aus dem Mn-QW beobachten kann (Abb. 6.10a). Darüberhinaus ist die Linienbreite der PL des Mn-QWs der Probe mit LT-Barriere etwas kleiner als bei der Probe mit HT-Barriere. Dies legt die Vermutung nahe, dass eine LT-Barriere die Mn-Diffusion effektiver unterdrückt als eine Barriere, die bei hohen Temperaturen gewachsen wurde. Eine mögliche Erklärung ist das defektreiche Wachstum der LT-Schicht (s. Kap. 2.3.1). Diese Defekte (wie Gallium-Fehlstellen) bilden somit eine effektivere Diffusionsbarriere, da Mn-Atome offenbar an ihnen „hängenbleiben“.

Bei höheren Anregungsleistungen beobachtet man, dass die Intensität des Mn-QWs (verglichen mit der des Ref.-QWs) allerdings nicht die Werte erreicht, die in den Proben mit HT-Barrieren (sowohl mit 3 als auch 6 % Mn-Gehalt) gemessen wurden (Abb. 6.11).

Erhöht man die Aluminium-Konzentration der LT-AlGaAs-Schicht von 30 auf 80 %, so kann man auch schon bei sehr kleinen Anregungsleistungen PL aus dem Mn-QW beobachten (Abb. 6.10b). Wie in Abbildung 6.11 zu erkennen ist, nimmt die Intensität des Mn-QWs relativ zum Ref.-QW bei steigender Anregungsleistung zu. Dieses Verhalten ist konsistent zu den Messungen an den anderen

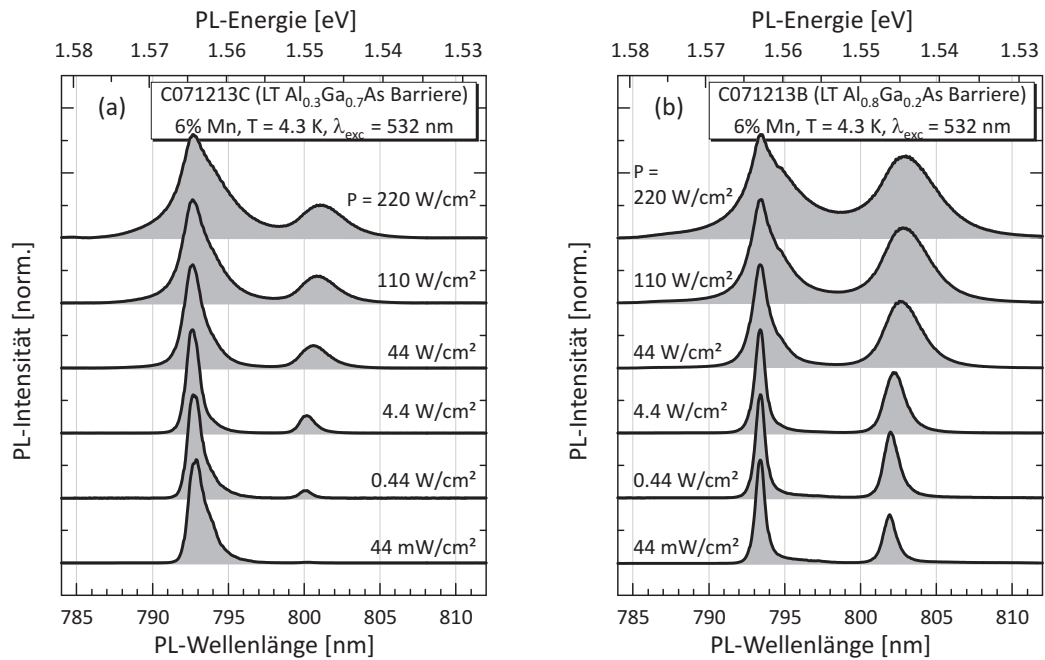


Abbildung 6.10: (a) PL-Spektren der Proben mit 5 nm HT und 5 nm LT $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ Barriere (C071213C) und (b) mit 5 nm HT $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ und 5 nm LT $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ Barriere (C071213B).

Proben und deutet auf eine Sättigung der Mn-Störstellen im QW hin. Interessanterweise ist die relative PL-Intensität über den gesamten Bereich der Anregungsleistung größer als bei allen anderen Proben. Dies deutet darauf hin, dass ein höherer Al-Gehalt zusammen mit dem Tieftemperaturwachstum zu einem effektiven Unterdrücken der Mn-Diffusion aus der GaMnAs-Schicht führt.

6.2.6 Tunneln und Rekombination der Ladungsträger in der LT-Barriere

Wie zuvor bereits erwähnt, beobachtet man bei den Proben mit einer Barriere aus $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ das Verhalten, dass bei schwacher Anregung die PL der Probe mit LT-Barriere stärker ist als mit HT-Barriere. Allerdings „überholt“ die PL-Intensität der HT-Probe jene mit LT-Barriere mit steigender Anregungsleistung und ist bei starker Anregung in etwa doppelt so groß (Abb. 6.11). Dieses Verhalten muss daher seine Ursache in der Wachstumstemperatur der Barriere haben:

1. Aufgrund der Tieftemperaturwachstumsbedingungen beinhaltet die LT-Barriere mehr Kristalldefekte, wie Punktdefekte und As-Atomen auf Ga-Plätzen (As_{Ga}). Da die Ladungsträger über die Bandkante des Barrierenmaterials angeregt werden, kann ein Teil dieser Ladungsträger in der LT-Barriere nicht-strahlend innerhalb kurzer Zeit rekombinieren [Gup91] – dieser Teil der Ladungsträger steht für Übergänge im QW nicht mehr zur Verfügung.
2. Die Ladungsträger im QW haben eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der Barriere. Dies ist sehr deutlich an der Probe mit 3 nm Barriere zu erkennen, bei der anzunehmen ist, dass die Ladungsträger – vermutlich hauptsächlich Löcher (Kap. 6.2.7) – durch die Barriere in die

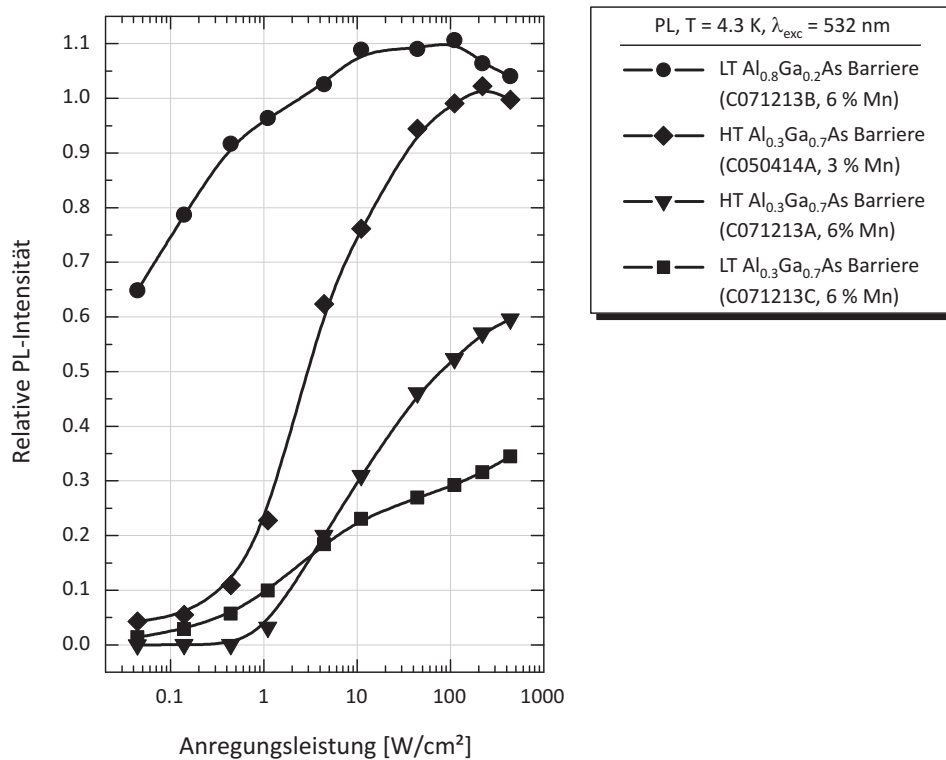


Abbildung 6.11: Relative PL-Intensitäten der Proben mit 3 % (C050414A) und 6 % Mn-Gehalt (C071213A, C071213B und C071213C) bei einer Temperatur von 4.3 K und einer Anregungswellenlänge von 532 nm.

GaMnAs-Schicht tunneln. Dringen nun die Ladungsträger in die LT-Barriere ein, so können sie dort effektiv nicht-strahlend rekombinieren.

- Da anzunehmen ist, dass in der LT-Barriere mehr Mn-Atome „hängenbleiben“, führen diese zusammen mit den As_{Ga}-Defekten zu einer stärkeren n -Dotierung in der Barriere. Diese führt wiederum zu einer Bandverbiegung, so dass sich die effektive Barrierenhöhe verkleinert, wodurch ein Tunneln der Ladungsträger in die LT-Barriere und in die GaMnAs-Schicht wahrscheinlicher wird.

Um dieses Verhalten ausführlicher zu untersuchen, wurden PL-Messungen mit einer Anregungsenergie, die größer als die Bandlücke der QWs aber kleiner als die der Barriere ist, an den Proben mit HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As-, LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As- und LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As-Barriere (C071213A, C071213C und C071213B) durchgeführt. Ein Ti:Sa-Laser wurde hier im cw-Modus bei einer Wellenlänge von 775 nm betrieben. Um identische Anregungsleistungen wie bei Anregung mit 532 nm zu gewährleisten, wurde die Leistung mit einem zusätzlichen Grauverlaufsfilter entsprechend angepasst. Die gemessenen PL-Spektren sind in Abbildung 6.12 dargestellt. Interessanterweise beobachtet man bei allen drei Proben eine vergleichbar ausgeprägte Lumineszenz wie bei den Messungen mit einer Anregungswellenlänge von 532 nm. Dies ist insofern überraschend, als bei einer Anregungswellenlänge von 775 nm nur Elektron-Loch-Paare in den QWs angeregt werden, während bei einer Wellenlänge von 532 nm

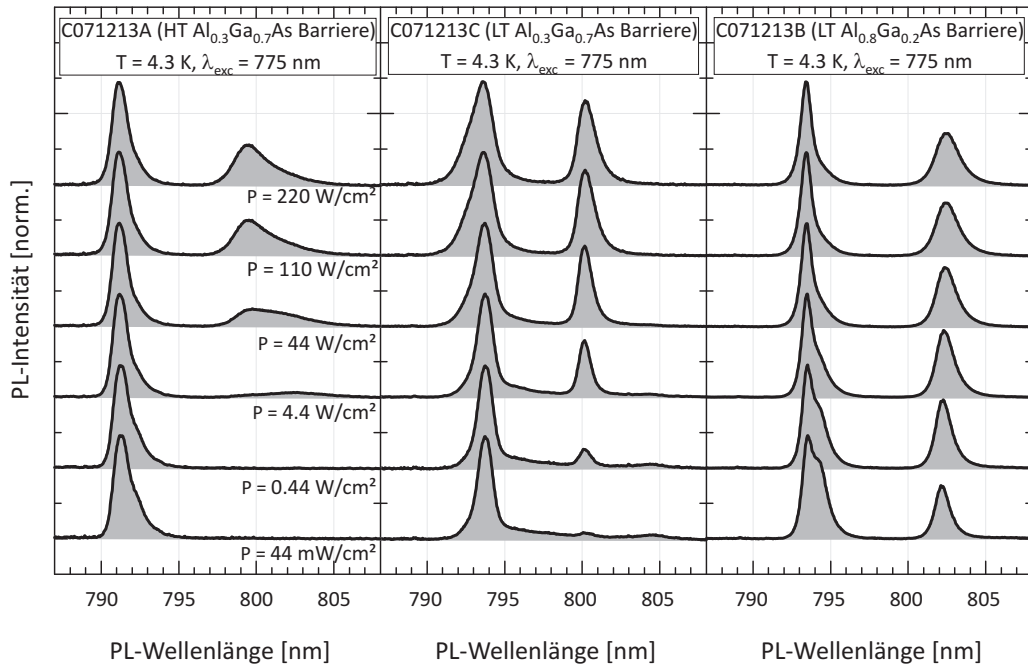


Abbildung 6.12: Photolumineszenz-Spektren der Proben mit HT- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -, LT- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ - und LT- $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ -Barriere (C071213A, C071213C und C071213B) bei einer Anregungswellenlänge von 775 nm.

auch Ladungsträger im Barrierenmaterial angeregt werden – und somit mehr absorbierendes Material zur Verfügung steht. Da allerdings die Eindringtiefe des Licht mit kleinerer Wellenlänge geringer ist, wird vermutlich ein Großteil des Laserlichts bereits in der GaMnAs-Schicht absorbiert, wo die Elektron-Loch-Paare aufgrund der hohen Defektdichte nicht-strahlend rekombinieren.

Vergleicht man die relativen PL-Intensitäten bei einer Anregungswellenlänge von 532 nm (Abb. 6.11) mit denen bei 775 nm (Abb. 6.13), so beobachtet man in beiden Fällen einen ähnlichen Verlauf: Bei beiden Wellenlängen tritt bei allen drei Proben ein Sättigungsverhalten, sowie ein „Kreuzen“ der relativen PL der Proben mit HT- beziehungsweise LT- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere (C071213A und C071213C) auf.

Allerdings erkennt man bei diesen beiden Proben mit HT- beziehungsweise LT- $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere, dass die relative PL der beiden Proben bei einer Anregungswellenlänge von 775 nm deutlich größer als bei 532 nm ist. Dieses Verhalten lässt sich dadurch erklären, dass bei einer Anregung über die Bandkante des Barrierenmaterials ein großer Teil der Elektron-Loch-Paare durch nicht-strahlende Rekombination sowohl in der LT-Barriere als auch in der GaMnAs-Schicht verloren geht. Das „Kreuzen“ der beiden Kurven, welches bei höherer Anregungsleistung stattfindet, lässt sich durch das kleinere Absorptionsvolumen erklären. Interessanterweise erreicht die relative PL der Probe mit LT- $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ nicht die Werte, die bei einer Anregung mit grünem Laserlicht erreicht wird: Da die Bandlücke von $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ größer ist die von $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, könnte dies darauf hindeuten, dass diese Barriere ein „Abwandern“ von Ladungsträgern, die über die Bandkante des Barrierenmaterials angeregt werden, verhindert, und diese in den Mn-QW relaxieren und dort rekombinieren. Dies erklärt auch, dass die re-

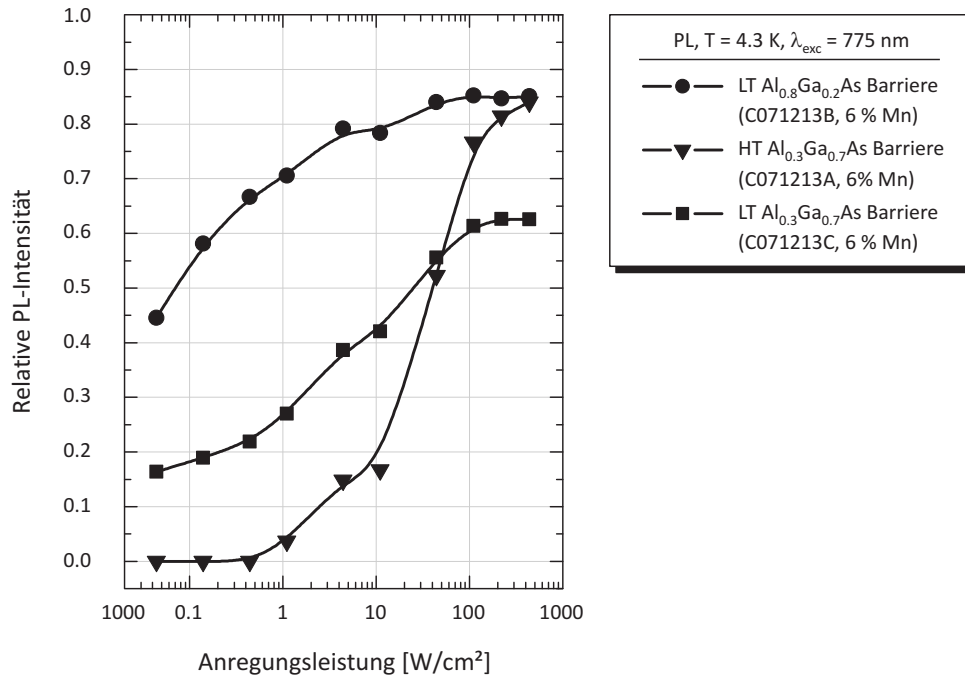


Abbildung 6.13: Relative PL-Intensitäten der Proben mit 6 % Mn-Gehalt (C071213A, C071213B und C071213C) bei einer Temperatur von 4.3 K und einer Anregungswellenlänge von 775 nm.

relative PL der Probe mit HT-Barriere bei starker Anregung den gleichen Wert erreicht wie in der Probe mit LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As-Barriere. Zusätzlich ist die absorbierende Schichtdicke bei Anregung mit 775 nm geringer, was zu einer niedrigeren Anzahl an angeregten Ladungsträgern führt. Zusammen mit den Mn-Störstellen im QW und einer endlichen Tunnelwahrscheinlichkeit führt dies zu einer niedrigeren relativen PL der Probe mit LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As-Barriere.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass ein großer Teil der Ladungsträger, welche über die Bandkante des Barrierenmaterials angeregt werden, in der LT-gewachsenen Schicht verloren geht. Bei starker Anregungsleistung scheinen Tunnelprozesse verstärkt aufzutreten. Somit ist die PL unter schwächerer Anregung ein akkurates Mittel, um qualitativ Aussagen über die Störstellendichte im QW treffen zu können.

6.2.7 Simulationen der Bandstruktur und Interpretation der PL-Ergebnisse

Um das mögliche Tunneln der Ladungsträger durch die Barriere näher zu untersuchen, wurden Bandstrukturen simuliert. Als Werkzeug wurde das Programm von G. Snider [Sni07] verwendet, welches die Schrödinger- und Poisson-Gleichung selbstkonsistent löst. Als Akzeptordichte in der GaMnAs-Schicht wurde $N_{a,GaMnAs} = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ gewählt, was einer Konzentration im %-Bereich entspricht. Der Ref.-QW wurde der Einfachheit halber in allen Berechnungen vernachlässigt. In Abbildung 6.14a und b sind die Bandstrukturen einer Probe mit und ohne Mangan in der obersten Schicht gezeigt. Die Mn-Diffusion wurde hierfür zunächst vernachlässigt. Bei der Probe ohne Mangan liegt die Fermienergie

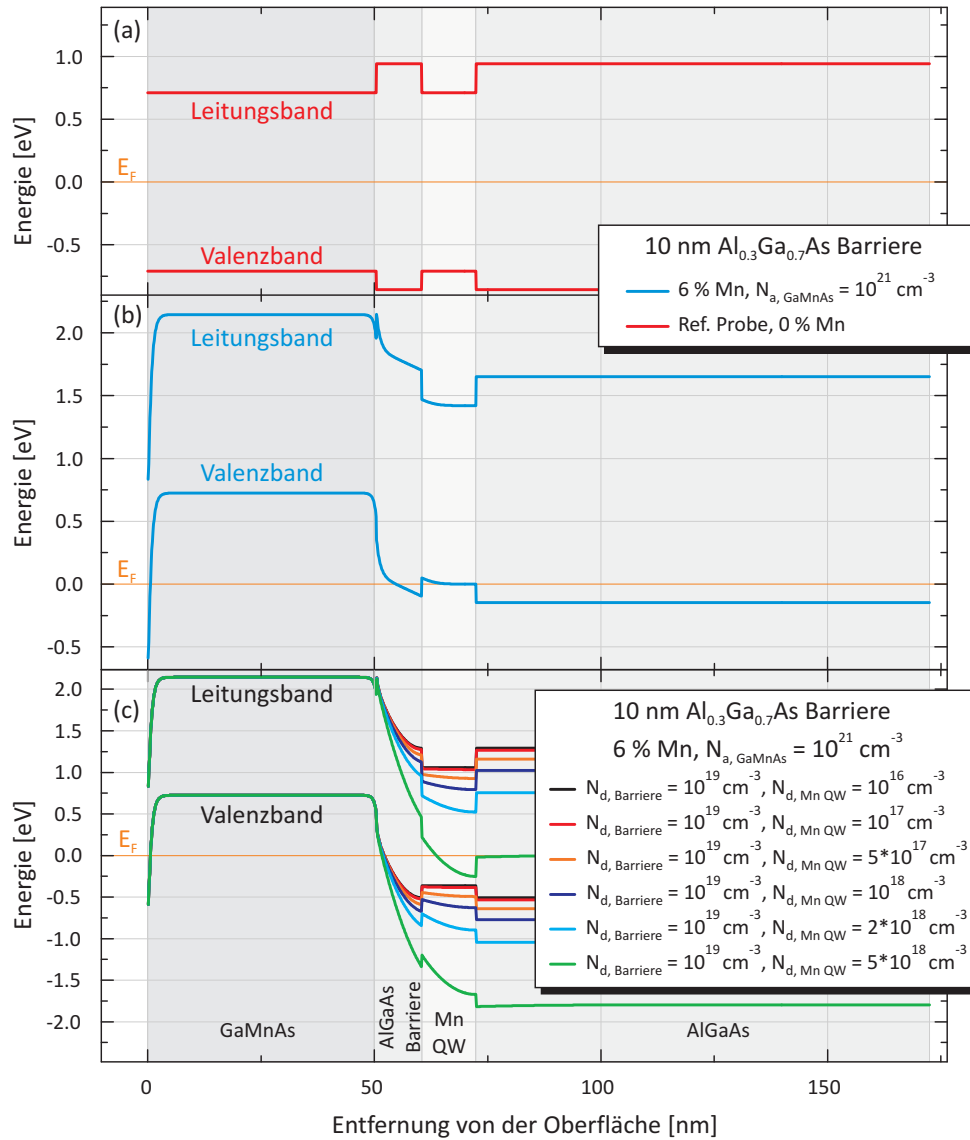


Abbildung 6.14: Simulierte Bandstrukturen der GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW-Strukturen: Bandstruktur (a) ohne und (b) mit Mangan in der Deckschicht, allerdings ohne Mn-Diffusion. (c) Bandstrukturen unter Berücksichtigung der Mn-Diffusion.

in der Mitte der Bandlücke, wohingegen in der stark p -dotierten GaMnAs-Schicht die Fermi-Energie wie erwartet im Valenzband liegt. Die hohe Lochdichte in der GaMnAs-Schicht führt, ähnlich wie bei einer Modulationsdotierung, zu einer p -Dotierung des QWs mit einer berechneten Lochdichte von $2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. In Abbildung 6.14c wurde die Mn-Diffusion berücksichtigt. Aufgrund den Beobachtungen von Poggio *et al.* [Pog05] zusammen mit Kapitel 2.3.1 und 2.3.2, wurde die Mn-Dichte in der Barriere und somit die Donatordichte N_d zu 10^{19} cm^{-3} abgeschätzt. Die Bandstrukturen wurden für verschiedene Mn-bedingte Donatordichten im QW berechnet. Durch Vergleich der gemessenen PL-Spektren mit den Ergebnissen von Poggio *et al.* [Pog05] dürfte die Mn-Donatordichte im QW bei etwa 10^{17} cm^{-3} liegen. Da ab einer Mn-Konzentration von mehr als 0.13 % die PL komplett unterdrückt

ist [Pog05], wurde als Obergrenze daher ein entsprechender Wert von $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ gesetzt. Wie man in den Bandstrukturen sehen kann, führen die Mangan-Atome im Barrierenmaterial und QW zu einer Kompensation der Löcher im QW und zu einer zusätzlichen Bandverbiegung. Bei einer starken Diffusion liegt die Fermienergie im Leitungsband des QWs und man könnte ein 2D-Elektronensystem erhalten – aufgrund der hohen Defektdichte dürfen die optischen und elektrischen Eigenschaften jedoch als schlecht bezeichnet werden. Die Effektivität der n -Dotierung wird in Kapitel 6.4 ausführlich diskutiert. Aus den berechneten Bandstrukturen lassen sich folgende Punkte schließen:

- Eine stärkere Mn-Diffusion und somit eine höhere Elektronendichte führt somit zu einer stärkeren Bandverbiegung. Die in Abbildung 6.8a beobachtete Rotverschiebung der PL mit abnehmender Barrierendicke lässt sich hierdurch gut erklären.
- Betrachtet man die Barrieren für Elektronen und Löcher, so kann man annehmen, dass aufgrund der dünneren Barriere wohl hauptsächlich Löcher aus dem Mn-QW in die GaMnAs-Schicht tunneln werden.
- Unter optischer Anregung ist anzunehmen, dass ein großer Teil des Lichts bereits in der GaMnAs-Schicht absorbiert wird. Die erzeugten Elektronen können leicht in den Mn-QW gelangen, wäh-

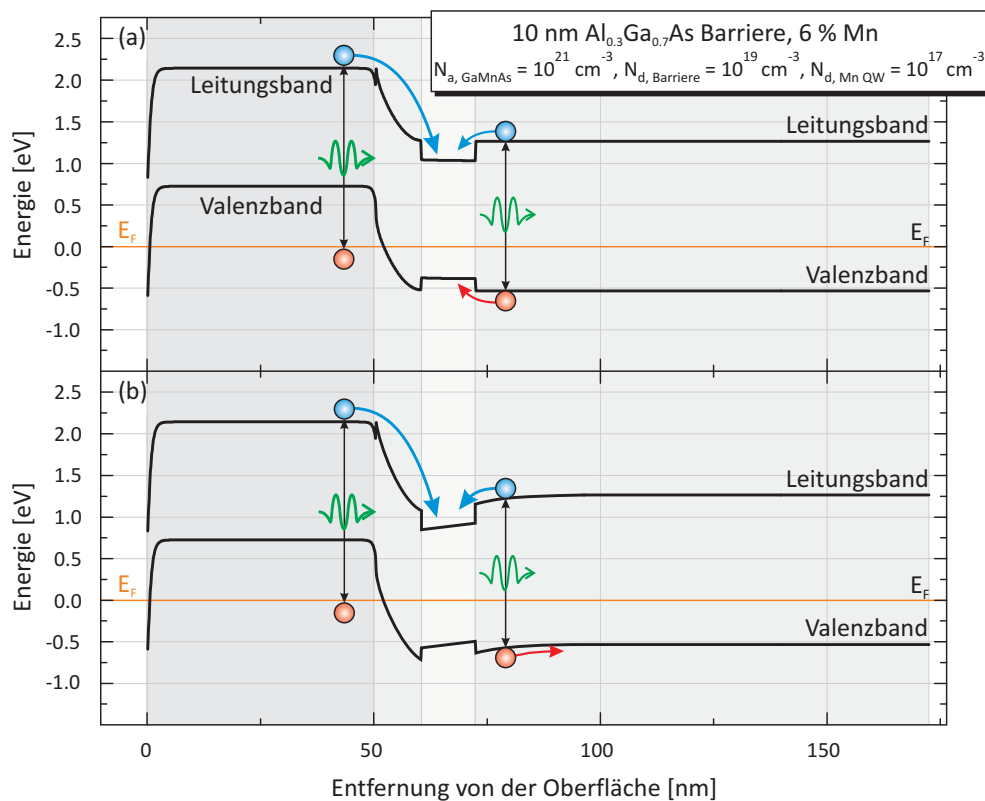


Abbildung 6.15: (a) Optische Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren. Die in der GaMnAs-Schicht erzeugten Elektronen können in den Mn-QW gelangen, während die Löcher in der GaMnAs-Schicht verweilen. Dies führt zu einer Ladungstrennung und damit zu einer zusätzlichen Bandverbiegung (b), welche durch weitere Beleuchtung verstärkt wird.

rend die Löcher eine hohe Barriere spüren und in der GaMnAs-Schicht verweilen (Abb. 6.15a) und somit zu einer Ladungstrennung am QW führen. Dies führt bei (zusätzlicher) Beleuchtung zu einer stärkeren Bandverbiegung (Abb. 6.15b) und somit zu einer zusätzlichen Rotverschiebung der PL (siehe beispielsweise Abb. 6.5a).

6.2.8 Nachweis von Mn-Interstitials aufgrund tiefer Störstellen: Energiezustände in der Bandlücke

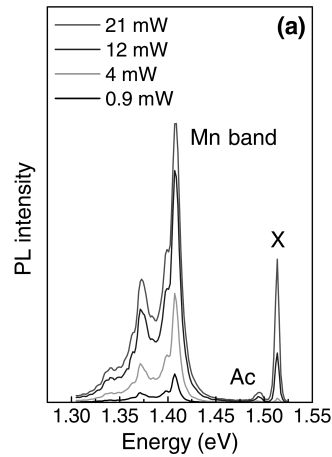


Abbildung 6.16: PL-Messungen an Mn-dotierten GaAs-Volumenmaterial: Neben den gewöhnlichen Übergängen von Exzitonen (X) und an Akzeptoren gebundenen Exzitonen (Ac) konnte zusätzlich eine niederenergetische Emission beobachtet werden, die den Mn-Atomen zuzuordnen ist (aus [Ast08]).

In einer experimentellen Arbeit von G. V. Astakhov *et al.* wurden in PL-Untersuchungen an GaMnAs-Volumenmaterial mit einer Dotierkonzentration im Bereich von 10^{17} bis 10^{18} cm $^{-3}$ Übergänge beobachtet, die dem strahlenden Zerfall von Exzitonen an ionisierten Mn-Akzeptorzuständen zugeschrieben wurden (Abb. 6.16, [Ast08]). Die beobachteten Übergänge liegen hierbei unterhalb der Bandkante von Volumen-GaAs, so dass man davon ausgehen kann, dass die zugehörigen Zustände in der Bandlücke liegen. Wird das Mn hingegen auf Zwischengitterplätzen eingebaut, so zeigen theoretische Untersuchungen, dass diese Zustände bei Volumen-GaAs im Valenzband und bei GaAs-QWs in der Bandlücke liegen [Dah07]. Im folgenden werden PL-Messungen an der Probe mit einem AlAs/GaAs Übergitter als Barriere (C060818B) bei unterschiedlichen Barrierendicken präsentiert, die diese Untersuchungen bestätigen und darüber hinaus qualitativ Aussagen über die Mn-Diffusion zulassen.

An den unterschiedlichen Probenpositionen und somit Barrierendicken wurden PL-Messungen bei einer Probentemperatur von 4.3 K durchgeführt. Als Anregungsquelle diente ein Laser mit einer Emissionswellenlänge von 532 nm. In Abbildung 6.17a ist eine PL-Messung, die an einem Probenstück mit dünner Barriere (9.2 nm) durchgeführt wurde, gezeigt. Im Bereich der Wellenlänge um 800 nm erkennt man die Emission des Ref.- und Mn-QWs. Bei einer Wellenlänge um 820 nm und 830 nm („Kohlenstoff-Peak“) sieht man weitere Emissionen, die der Rekombination von Exzitonen im Volumenmaterial des GaAs-Substrates zuzuordnen ist. Ähnlich zu den Arbeiten von Astakhov *et al.* [Ast08] erkennt man eine zusätzliche, deutlich niederenergetischere Emission. Leistungsabhängige PL-Messungen¹ zeigen, dass die Intensität dieser Emission bei dünnerer Barriere stärker ausgeprägt ist (Abb. 6.17b, c) als bei

¹Um die Vergleichbarkeit der Spektren zu gewährleisten, wurden diese mit identischer bzw. entsprechend normierter CCD-Belichtungsdauer aufgenommen und zugehörige Dunkelspektren abgezogen: Die durch die CCD gemessene Intensität (counts) ist somit für alle Spektren direkt proportional zur absoluten Intensität der emittierten Photolumineszenz der Proben.

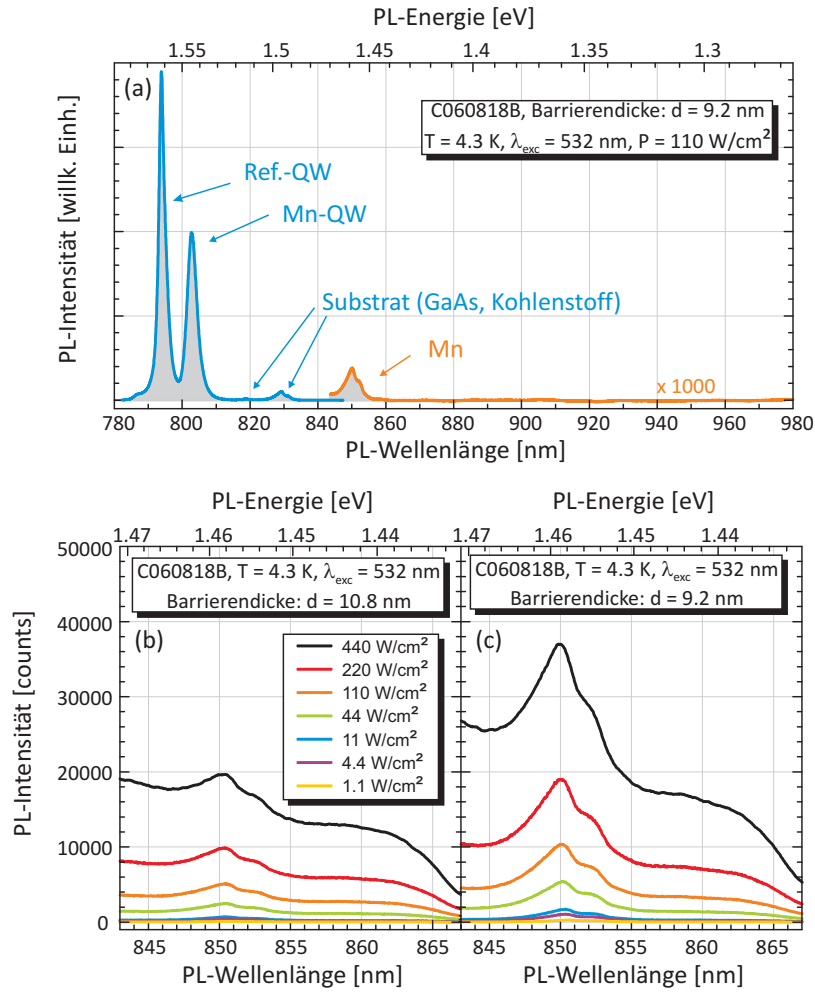


Abbildung 6.17: PL-Spektren der Probe mit keilförmigem AlAs/GaAs-Übergitter als Barriere. (a) Spektrum des Probenstücks mit dünner Barriere (9.2 nm) bei starker Anregung. Neben der PL des Mn- und Ref.-QWs sowie des GaAs-Substratmaterials ist zusätzlich eine deutlich schwächere Emission bei ≈ 850 nm zu erkennen. Diese ist dem Mangan im Mn-QW zuzuordnen (Mn-Peak). (b, c) Leistungsabhängige PL des Mn-Peaks der Probe mit dicker (a, 10.8 nm) und dünner Barriere (b, 9.2 nm). Die Intensität des Mn-Peaks ist bei dünnerer Barriere deutlich größer als bei dickerer Barriere.

einer dickeren Barriere. Es liegt daher nahe, diese Emission auf diffundierte Mangan-Atomen im Mn-QW zurückzuführen (Mn-Peak): Da der „Unterbau“ dieser Proben, bestehend aus QWs und Barriere, in der Hochbeweglichkeitskammer gewachsen wurde, ist der Einbau von Mn während dem Wachstum auszuschließen. Wäre die GaMnAs-Schicht Quelle für die beobachtete Emission, so müsste die Intensität allerdings für alle Proben näherungsweise identisch sein. Somit kommen nur noch Mn-Atome, die durch die Barriere diffundiert sind, als Quelle für diese Übergänge in Frage. Die unterschiedliche Intensität bei den Proben mit dicker und dünner Barriere untermauert die Theorie, dass durch eine dünnere Barriere mehr Mn-Atome in die darunter liegenden Schichten diffundieren. Die gegenüber dem Exzitonenübergang stark abgesenkte Energie ist auf noch nicht vollständig ionisierte Donatoren

zurückzuführen: An diese Donatoren sind noch Elektronen gebunden, welche tiefe Donatorzustände in der Bandlücke besetzen (Abb. 6.18). Photoangeregte Löcher aus dem Valenzband können mit diesen Elektronen rekombinieren. Die Übergangsenergie ist aufgrund der tiefen Donatorzuständen gegenüber den Exzitonen stark abgesenkt. Diese Beobachtungen bestätigen darüber hinaus die Theorie von P. Dahan *et al.* [Dah07], nach der Mn-Interstitials zu tiefen Donatorzuständen führen.

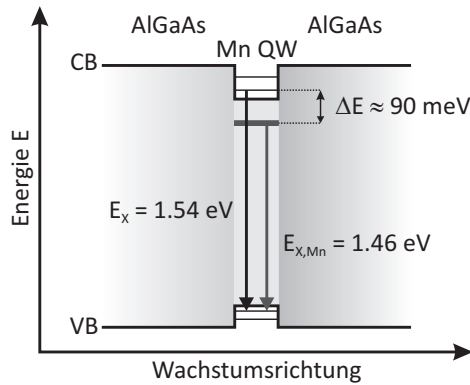


Abbildung 6.18: *Mn-Interstitials im QW führen zu Störstellenniveaus in der Bandlücke, über die Exzitonen im QW rekombinieren können.*

Der Energieunterschied von ≈ 90 meV ist mit den Beobachtungen von Astakhov *et al.* (Abb. 6.16, [Ast08]) vergleichbar. Allerdings fällt auf, dass die Intensität des Mn-Überganges verglichen mit dem jeweiligen exzitonen Übergang um mehr als drei Größenordnungen geringer ist. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Mn-Dichte im QW deutlich geringer ist als in den von Astakhov *et al.* [Ast08] untersuchten Proben. Wahrscheinlich ist auch, dass die Rekombination über das Mangan auf Zwischengitterplätzen durch nicht-strahlende Rekombinationsmechanismen (siehe Kap. 6.2.1) dominiert wird.

6.3 Zeitaufgelöste Messungen: Ladungsträger- und Spindynamik

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Ladungsträger- und Spindynamik in GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW-Strukturen. Die Ladungsträgerlebensdauer wurde mittels der zeitaufgelösten, differentiellen Reflexion (Kap. 4.2.3) und der zeitaufgelösten Photolumineszenz (Kap. 4.2.2) bestimmt. Zur Messung der Spindynamik kamen sowohl die zeitaufgelöste Faraday- bzw. Kerr-Rotation (Kap. 4.2.4) als auch die zeitaufgelöste Messung des Spinpolarisationsgrades der PL (Kap. 4.2.2) zur Anwendung. Soweit nicht anderes angegeben, betrug bei den TRFR- und TRKR-Messungen die Intensität des Pump-Strahls² ≈ 40 W/cm², und die des Probe-Strahls ≈ 3 W/cm².

²Diese Werte haben sich als guter Kompromiss erwiesen: Bei schwächerer Pump-Leistung nimmt das Signal-Rausch-Verhältnis deutlich ab, eine zu starke Anregung führt zu zusätzlichen Prozessen (wie beispielsweise einer Erwärmung des Kristalls), welche die Ergebnisse verfälschen können.

6.3.1 Einfluss der Mn-Störstellen auf die Ladungsträger- und Spindynamik

Zeitlicher Verlauf der Spinpolarisation

In Abbildung 6.19a sind zeitaufgelöste Faraday-Rotationsmessungen dargestellt, welche an dem Ref.- und Mn-QW eines gedünnten Probenstücks mit 10 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Barriere und 3 % Mn-Gehalt (C050414A) durchgeführt wurden, gezeigt. Der Zerfall der Spinpolarisation im Ref.-QW weist einen zweikomponentigen Abfall auf, wobei die kurze Abklingzeit (16 ps) der Spinrelaxation der Löcher, und die längere Abklingzeit (128 ps) dem Elektronenspin zugeordnet werden kann [Cro96]. Aus dem Zerfall der Spinpolarisation des Mn-QWs lässt sich nur eine Abklingzeit von 410 ps extrahieren. Die Zunahme der Spinlebensdauer von 128 ps auf 410 ps lässt sich durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus (Kap. 3.5.2, [Dya72]) im Zusammenspiel mit Mn-Störstellen im QW erklären: Der dominierende Spinrelaxationsmechanismus in nominell undotierten bzw. leicht n -dotierten GaAs-Systemen ist der DP-Mechanismus. Im *motional narrowing*-Regime ist die Spinrelaxationszeit der Elektronen indirekt proportional zur Impulsstreuzeit. Die diffundierten Mn-Atome in den QWs fungieren als Streuzentren. Im Mn-QW ist die Störstellenkonzentration größer als im Ref.-QW, wodurch die Impulsstreuzeit kleiner und dadurch die Spinrelaxationszeit größer ist. Legt man nun ein externes Magnetfeld B parallel zur Probe an, so präzedieren die optischen erzeugten Spins mit der Larmorfrequenz ν_L um dieses Feld. In den Messungen beobachtet man eine leichte Erhöhung der Spinlebensdauer im Mn-QW mit steigendem Magnetfeld (Abb. 6.19b), obwohl man eine zunehmende Dephasierung aufgrund von g -Faktor-Fluktuationen und somit einer Abnahme der Spinlebensdauern erwarten würde (Kap. 3.4). Die Zunahme der Spinlebensdauer mit steigendem externen Magnetfeld deutet auf einen endlichen Anteil des Feldes parallel zur Wachstumsrichtung aufgrund einer minimalen Verkipfung der Probe hin: In Rechnungen von E.L. Ivchenko wurde gezeigt, dass ein zum Spin parallel stehendes Magnetfeld zu einer Verlängerung der Spinlebensdauer mit zunehmender Feldstärke führt [Ivc73]. Trägt man die extrahierte Larmorfrequenz ν_L gegen das Magnetfeld B auf (Abb. 6.19c), so lässt sich nach Gleichung 4.10 aus der Steigung der g -Faktor bestimmen. Man erhält aus obigen Messungen einen Wert von $|g| = 0.21$, was in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten für Elektronen in einem 12 nm breiten GaAs-QW ist [Sne91].

In der Arbeit von M. Poggio *et al.* (Abb. 6.20 [Pog05]) wurde die Elektronenspindynamik an Mn-dotierten GaAs-QWs mittels zeitaufgelöster Kerr-Rotation untersucht. Dort konnte ebenfalls ein Anstieg der Spinlebensdauer bei einer schwachen Mn-Dotierung beobachtet werden. In dieser Arbeit wurde ein nichtlinearer Verlauf der Larmorfrequenz bei einer Mn-Konzentration von mehr als 0.007 % beobachtet, welcher durch eine Brillouin-Funktion $B_{5/2}$ angenähert werden konnte. Aufgrund der linearen Dispersion in Abbildung 6.19c kann somit die Obergrenze der Mn-Konzentration im Mn-QW auf 0.007 % abgeschätzt werden. Diese Konzentration entspricht einer Dotierdichte von $\approx 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, was mit den Bandstruktursimulationen in Kapitel 6.2.7 konsistent ist.

Einfluss der Mn-Störstellen auf PL-Rekombinations- und Spinrelaxationszeiten

Zusätzliche zeitaufgelöste PL-Messungen liefern ein konsistentes Bild: In Abbildung 6.21 ist der zeitliche Verlauf der PL und deren Polarisationsgrad des Mn- und des Ref.-QWs dargestellt. Sowohl die PL- als auch die Spinlebensdauer sind im Mn-QW länger als im Ref.-QW: Bei einer Anregungsleistung von $\approx 130 \text{ W/cm}^2$ beträgt die PL-Lebensdauer im Ref.-QW ca. 230 ps, im Mn-QW ca. 370 ps. Die

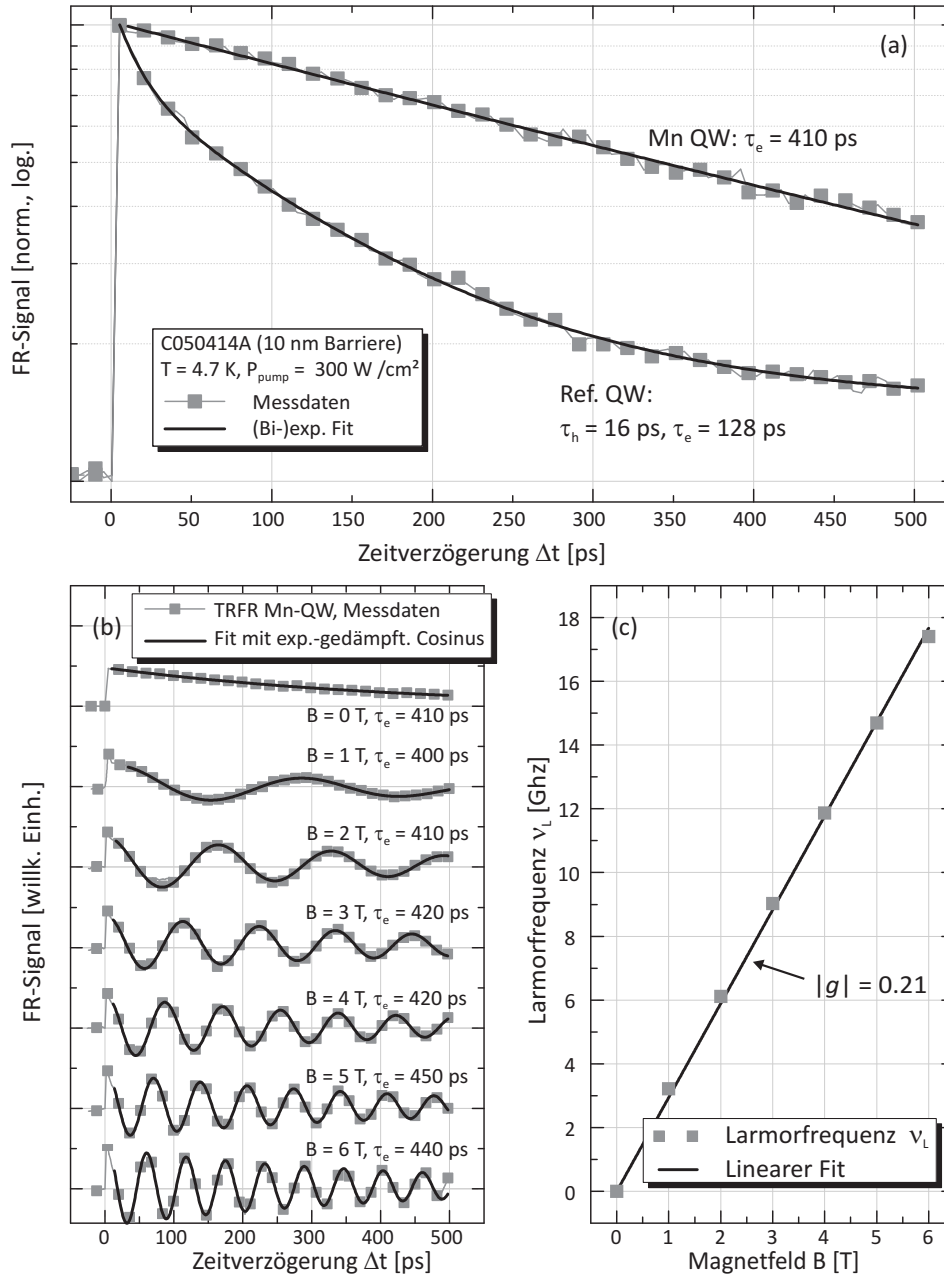


Abbildung 6.19: TRFR-Messungen an der Probe C050414A (10 nm Barriere): (a) Die Spinpolarisation im Mn-QW (410 ps) besitzt eine deutlich längere Lebensdauer als im Ref.-QW (128 ps). (b) Legt man ein Magnetfeld B parallel zur QW-Ebene an, so präzedieren die Spins der Ladungsträger mit der Larmorfrequenz ν_L um das externe Feld. (c) Aus der Larmorfrequenz lässt sich der g -Faktor bestimmen [Sch08].

gemessene Spinlebensdauer beträgt bei dieser Anregungsleistung im Ref.-QW ca. 210 ps, im Mn-QW ca. 460 ps (Abb. 6.21a,c).

Die Lebensdauer der PL nimmt in beiden QWs mit steigender Anregungsleistung zu: Die Rekombination der erzeugten Elektron-Loch-Paare findet nur innerhalb des Lichtkegels (Abb. 4.1b) statt.

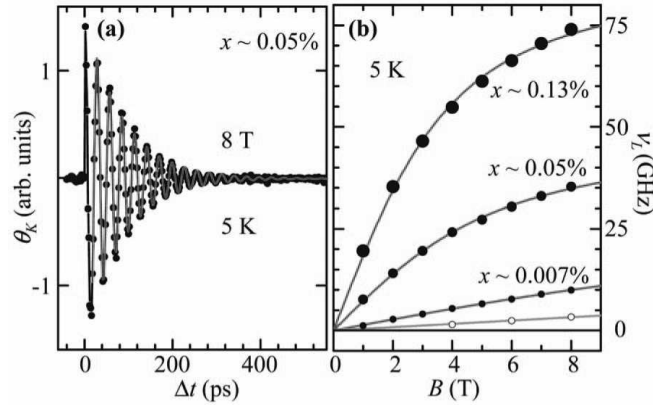


Abbildung 6.20: Elektronenspindynamik in einem Mn-dotierten GaAs-QW (Abb. aus [Pog05]): (a) TRKR-Messungen mit einem externen Magnetfeld von 8 T und einer Mn-Konzentration von 0.05 %. (b) Magnetfeldabhängigkeit der Larmorfrequenz. Bei einer Mn-Konzentration von bis zu 0.007 % beobachtet man einen linearen Verlauf, während bei einer Konzentration von 0.05 % und mehr ein nichtlinearer Verlauf der Larmorfrequenz auftritt.

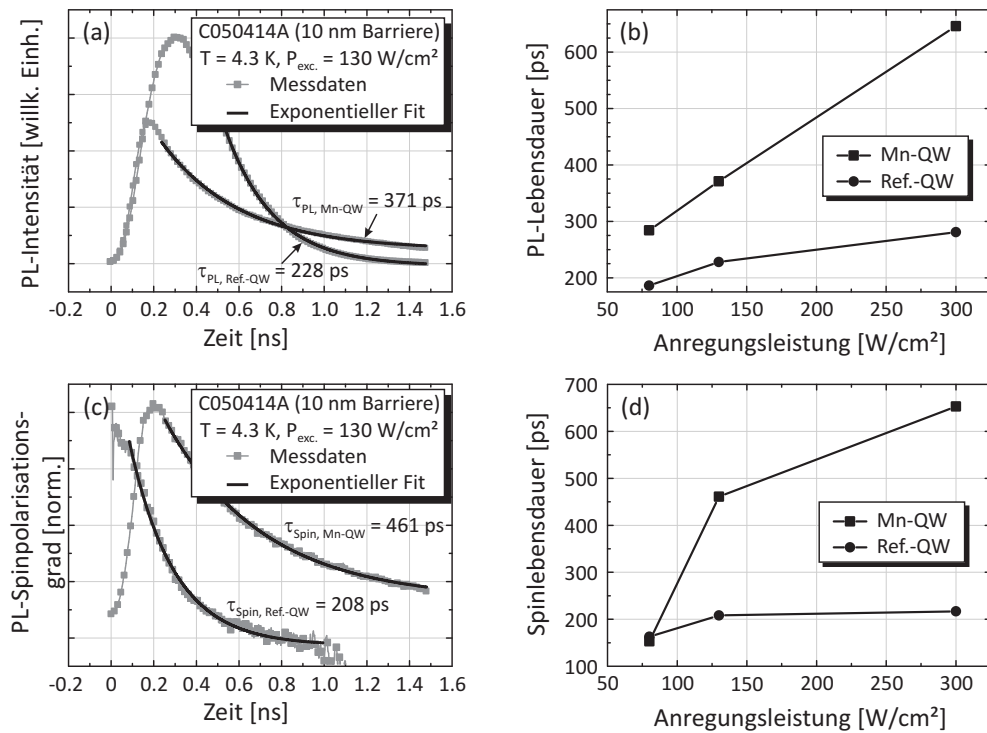


Abbildung 6.21: Zeitaufgelöste PL-Messungen an der Probe C050414A (10 nm Barriere): (a) TRPL-Kurven des Ref.- und Mn-QWs. (b) Abhängigkeit der PL-Lebensdauer von der Anregungsintensität. (c) Zeitlicher Verlauf des Spinpolarisationsgrades im Ref.- und Mn-QW bei einer Anregungsleistung von 130 W/cm². (d) Abhängigkeit der Spinlebensdauer von der Anregungsleistung.

Werden unter starker Anregung mehr Ladungsträger erzeugt, als Rekombinationen stattfinden, so können diese aus dem Lichtkegel heraus gestreut werden ($k > 0$). Diese müssen vor der Rekombination wieder in den Lichtkegel relaxieren, wodurch insgesamt die Lebensdauer bzw. die PL-Zerfallszeit verlängert wird.

Im direkten Vergleich von Ref.- und Mn-QW fällt auf, dass die PL im Mn-QW eine wesentlich größere Lebensdauer aufweist und diese bei zunehmender Anregungsleistung stärker ansteigt als im Ref.-QW, was sich durch folgende Mechanismen erklären lässt:

- Aufgrund der höheren Mangan-Konzentration findet eine stärkere Lokalisierung der Ladungsträger an den ionisierten Mangan-Atomen im Mn-QW statt [Ast08]³: Mangan auf Zwischengitterplätzen fungiert als zweifacher Donator und setzt im thermischen Gleichgewicht Elektronen frei. Die negativ geladenen Mn-Ionen können nun photogenerierte Löcher binden – der räumliche Überlapp der photogenerierten Elektronen und Löcher nimmt ebenso wie die damit verbundene Rekombinationswahrscheinlichkeit ab. Dies führt zu einer höheren PL-Lebensdauer im Mn-QW gegenüber dem Ref.-QW.
- Eine Ladungstrennung am Mn-QW (Kap. 6.2.7) führt zu einer zusätzlichen Bandverbiegung. Der räumliche Überlapp von Elektronen und Löchern im QW nimmt dadurch ab, und die PL-Lebensdauer nimmt zu.

Interessanterweise nimmt im Mn- und Ref.-QW mit steigender Anregungsleistung die Spinlebensdauer zu (Abb. 6.21). Während der Anstieg im Ref.-QW allerdings vergleichsweise gering ausfällt, wächst im Mn-QW die Spinlebensdauer von ≈ 280 ps bei 80 W/cm^2 auf ≈ 650 ps bei 300 W/cm^2 . Eine einfache Erklärung liefert erneut der DP-Mechanismus aufgrund einer Zunahme der Elektronen-Streuprozesse: Eine Erhöhung der Anregungsintensität bewirkt eine Zunahme der Ladungsträgerdichte und somit der Fermienergie (E_F), wodurch die photogenerierten Elektronen somit einen größeren Impuls k besitzen.

- Die Impulsstreuzeit τ_p für Streuungen der Elektronen an Mn-Störstellen nimmt ab, und die Spinrelexationszeit τ_S nimmt zu [Žut04].
- Zusätzlich zur erhöhten Streuung an Mn-Störatomen könnte auch eine verstärkte Elektron-Elektron-Streuung mit zunehmender Anregungsleistung und Ladungsträgerdichte im QW zu einer Erhöhung der Spinlebensdauer über den DP-Mechanismus führen [Ley07].

Die Tatsache, dass die Spinlebensdauer mit zunehmender Anregungsleistung im Mn-QW wesentlich größer als im Ref.-QW ist, legt den Schluss nahe, dass der D'yakonov-Perel'-Mechanismus im *motional narrowing*-Regime der dominierende Mechanismus für die Elektronenspinrelaxation ist und die Elektron-Elektron-Streuung eine untergeordnete Rolle spielt.

Im folgenden Abschnitt wird daher der Einfluss der Mn-Störstellendichte auf die Ladungsträger- und Spindynamik (qualitativ) näher untersucht.

³In der Arbeit von G. V. Astakhov *et al.* [Ast08] wurde das Mangan substitutionell in GaAs eingebaut, fungiert somit als Akzeptor und kann daher Elektronen binden. In der vorliegenden Arbeit hingegen besetzt das Mn vornehmlich Zwischengitterplätze, wodurch es als Donator Löcher binden kann.

6.3.2 Einfluss der Diffusionsstärke auf die PL- und Spinlebensdauer

In diesem Abschnitt werden zeitaufgelöste Messungen an der Probenreihe C071213A, C071213B und C071213C präsentiert. Aus den PL-Messungen in Kapitel 6.2.5 lässt sich qualitativ die Stärke der Mn-Diffusion abschätzen: Hoher Mn-Gehalt im QW bei der Probe mit HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (C071213A), wenig Mangan mit LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As Barriere (C071213B). Der Mn-Gehalt der Probe mit LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (C071213C) liegt zwischen den beiden anderen Proben.

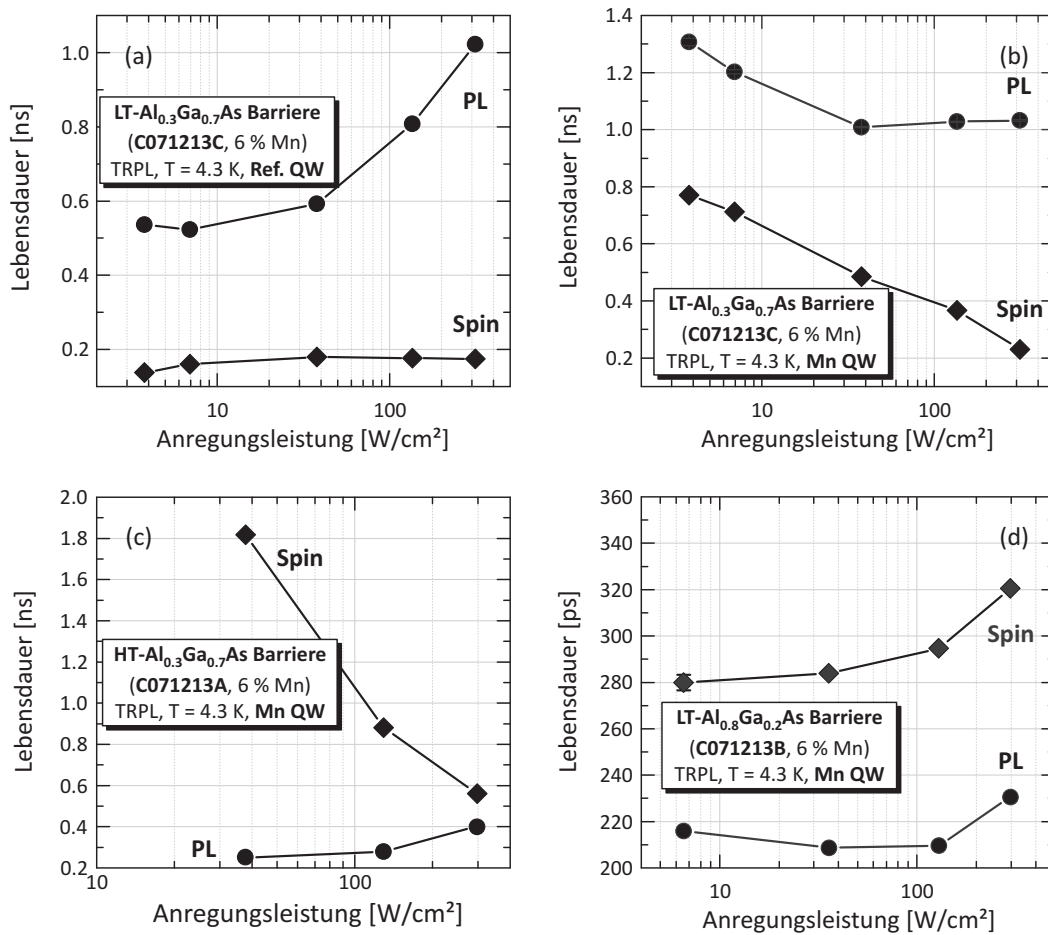


Abbildung 6.22: Leistungsabhängige TRPL-Messungen an Probenstücken der Serie C071213A, C071213B und C071213C (10 nm Barriere, 6 % Mn): PL- und Spinlebensdauer des Ref.- und Mn-QWs der Probe mit der Barriere aus 5 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (a, b), sowie des Mn-QWs der Proben mit 10 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (c) und der Probe mit einer Barriere aus 5 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und 5 nm LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As (d).

Zur Messung der Spin- und Ladungsträgerdynamik wurden an ungedünnten Probenstücken dieser Serie zeitaufgelöste PL- und Kerr-Rotationsmessungen durchgeführt. Die Messungen wurden in einem Durchflusskryostaten bei einer Temperatur von 4.3 K durchgeführt. In Abbildung 6.22b-c sind die aus zeitaufgelösten PL-Messungen extrahierten PL- und Spinlebensdauern der Ladungsträger im Mn-QW

und in Abbildung 6.22a exemplarisch⁴ für den Ref.-QW der Probe mit LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As Barriere in Abhängigkeit von der Anregungsleistung gezeigt. Geeignete Messbereiche waren 30 bis 300 W/cm². Bei Probenstücken, die ein ausreichendes Signal-Rausch-Verhältnis aufwiesen, wurden die Messungen auch mit geringerer Anregungsleistung durchgeführt. Bei den TRKR-Messungen betrug die Pump- und Probe-Anregungsleistung, wie bei den TRFR-Messungen zuvor, ≈ 40 W/cm² und 3 W/cm² (Abbildung 6.23).

Untersuchungen an einer Probe mit mittlerer Mn-Diffusion

Die PL-Lebensdauer im Ref.-QW nimmt mit steigender Anregungsleistung zu (Abb. 6.22a): Bei 4 W/cm² beträgt diese 540 ps, bei 310 W/cm² lässt sich ein Wert von 1020 ps ermitteln. Diese Zunahme kann, wie bereits in Kapitel 6.3.1, durch eine Besetzung von Zuständen außerhalb des Lichtkegels erklärt werden: Wenn unter starker Anregung mehr Ladungsträger erzeugt werden als Ladungsträger rekombinieren, so werden mehr und mehr Zustände außerhalb des Lichtkegels besetzt. Bevor nun diese Ladungsträger rekombinieren können, müssen diese in den Lichtkegel relaxieren – die PL-Lebensdauer nimmt insgesamt zu. Die leichte Abnahme der Lebensdauer bei 7 W/cm² auf 520 ps lässt sich dadurch erklären, dass aufgrund einer niedrigen Mn-Hintergrunddotierung die Ladungsträger an den Mn-Atomen lokalisieren und dadurch die Lebensdauer zunimmt [Ast08]. Bei steigender Ladungsträgerdichte werden diese Störstellen gesättigt, und „normale“ Rekombination tritt ein, was zu einer Verringerung der Lebensdauer führt. Die gemessenen Spinlebensdauern im Ref.-QW liegen im gleichen Bereich wie bei den zuvor gezeigten Messungen (Abb. 6.21) und zeigen ebenfalls eine leichte Zunahme von ≈ 140 ps auf ≈ 180 ps, was sich wie zuvor über den DP-Mechanismus erklären lässt (Kap. 6.3.1).

Interessant ist der Vergleich des Ref.-QWs mit dem Mn-QW. In TRKR-Messungen (Abb. 6.23a) beobachtet man im Mn-QW eine deutlich größere Spinlebensdauer von ≈ 340 ps gegenüber ≈ 100 ps im Ref.-QW. Diese Zunahme lässt sich, wie in Kapitel 6.3.1 zuvor, durch diffundierte Mn-Atome erklären: Die größere Mn-Störstellendichte im Mn-QW führt zu einer verstärkten Streuung der Elektronen, und somit im *motional narrowing*-Regime des D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu einer Verlängerung der Spinlebensdauer.

In TRPL-Messungen beobachtet man ebenfalls eine deutlich größere Spinrelaxationszeit im Mn-QW (Abb. 6.22b), wobei die Leistungsabhängigkeit der Spindynamik im Ref.- und Mn-QW ein unterschiedliches Verhalten aufzeigt. Unter schwacher Anregung (3.8 W/cm²) sind sowohl die PL- als auch die Spinlebensdauer mit ≈ 1.3 ns bzw. 770 ps deutlich größer als im Ref.-QW. Die PL zeigt mit steigender Anregungsleistung einen Abfall auf ca. 1 ns, gefolgt von einem leichten Anstieg. Die Spinlebensdauer hingegen nimmt mit zunehmender Anregungsleistung kontinuierlich ab und beträgt bei 310 W/cm² nur noch 230 ps. Die Abnahme der PL-Lebensdauer lässt sich durch die Sättigung der Mn-Störstellen erklären. Dass diese Sättigung im Vergleich zum Ref.-QW erst bei einer höheren Anregungsleistung auftritt (38 W/cm² im Mn-QW und 7 W/cm² im Ref.-QW), ist konsistent mit der höheren Mn-Konzentration im Mn-QW. Der anschließende näherungsweise konstante Verlauf deutet darauf hin, dass die zunehmende Delokalisierung und damit eine Verkürzung der Lebensdauer durch eine Verlängerung der Lebensdauer aufgrund der Ladungstrennung am QW (Kap. 6.2.7) sowie durch die Besetzung von Zuständen außerhalb des Lichtkegels kompensiert wird. Die starke Abnahme der

⁴Da die PL- und Spindynamik des Ref.-QWs bei den beiden anderen Proben ein ähnliches Verhalten zeigen, wird hier nur exemplarisch auf eine Probe eingegangen.

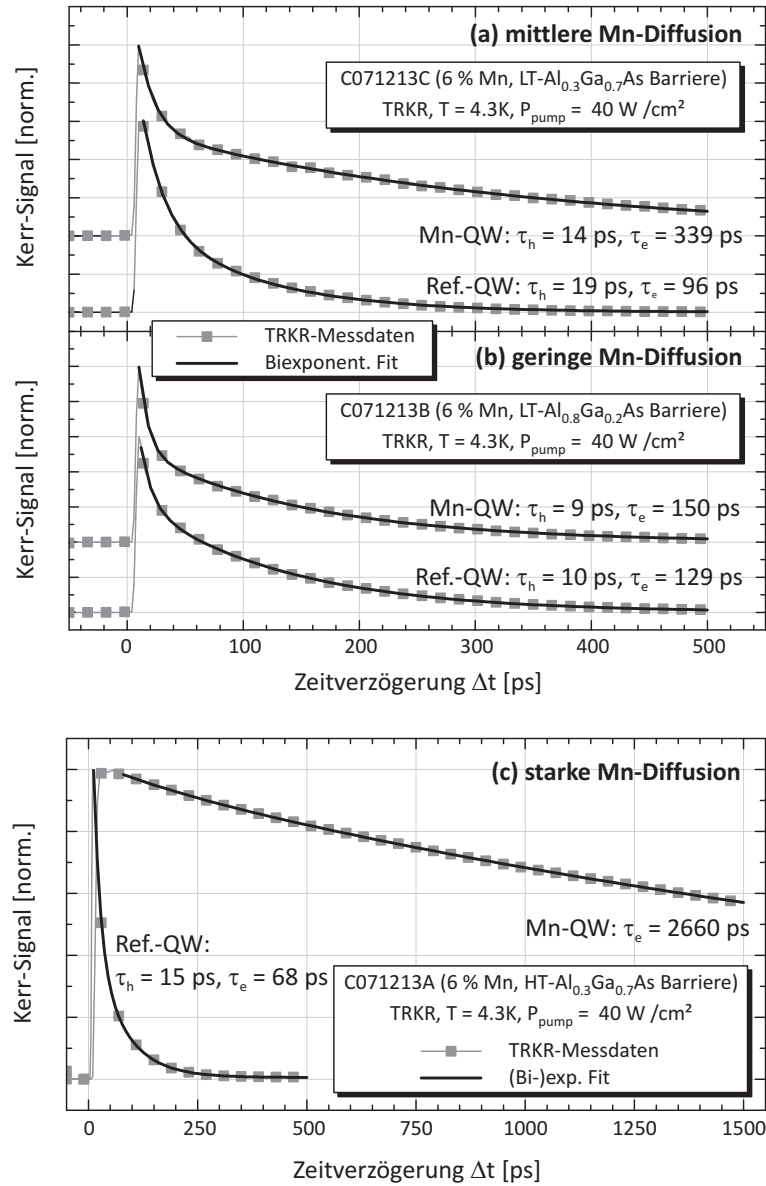


Abbildung 6.23: TRKR-Messungen bei 4.3 K und einer Pump-Leistung von ≈ 40 W/cm² an Ref.- und Mn-QWs ungedünnter Probenstücke mit jeweils einer 10 nm dicken Barriere: (a) mittlere Diffusionsstärke bei einer Barriere aus 5 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As, (b) niedrige Mn-Diffusion mit Barriere aus 5 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As und (c) starke Mn-Diffusion mit einer Barriere aus 10 nm HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As.

Spinlebensdauer mit zunehmender Anregungsleistung könnte durch die Ladungstrennung und einer damit verbundenen Bandverbiegung erklärt werden: Der zunehmend asymmetrische QW (Kap. 3.2) führt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einem größeren Rashba-Feld und somit zu einer verstärkten Spinrelaxation. Die steigende Anregungsleistung resultiert darüber hinaus in größeren \mathbf{k} -Vektoren, was aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu einem stärkeren effektiven Magnetfeld (Ω) und somit zur Spinrelaxation über den DP-Mechanismus führt (Gl. 3.31). Denkbar ist ebenfalls, dass

die mit steigender Anregungsleistung zunehmende Anzahl an optisch erzeugten Ladungsträger zu einer Sättigung der ionisierten Störstellen führt, und somit zu einer weniger effizienten Streuung. Die Abnahme der Impulsstreuzeit mit steigender Anregungsleistung und somit die Zunahme der Spinlebensdauer im *motional narrowing*-Regime des DP-Mechanismus scheint hier jedenfalls vernachlässigbar zu sein.

Untersuchungen an einer Probe mit starker Mn-Diffusion

Betrachtet man nun den Fall der starken Mn-Diffusion, die PL-Messungen bei der Probe mit der Barriere aus HT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As (C071213A) nahelegen, so zeigt sich ein ähnliches Verhalten (Abb. 6.22c): Vergleicht man den entsprechenden Bereich der Anregungsleistung⁵, so zeigt die PL zwar ebenfalls einen Anstieg der Lebensdauer von ≈ 250 ps bei 38 W/cm² auf 400 ps bei 300 W/cm², allerdings erreicht diese nicht die Werte wie in den zuvor gezeigten Messungen.

Betrachtet man die Spindynamik mittels TRKR (Abb. 6.23c), so zerfällt die Spinpolarisation im Ref.-QW mit ≈ 70 ps, während diese im Mn-QW eine Lebensdauer von ≈ 2.7 ns besitzt, was einen Anstieg um den Faktor 40 entspricht. Die leichte Abweichung der Spinlebensdauer im Ref.-QW im Vergleich zu der Probe mit mittlerer Mn-Diffusion lässt sich durch unterschiedliche Hintergrunddotierungen aufgrund von geringen Verunreinigungen in der Wachstumskammer erklären. Die aus TRPL-Messungen bestimmte Spinlebensdauer nimmt wie bei der Probe mit mittlerer Mn-Diffusion mit steigender Anregungsleistung ab: 1820 ps bei einer Anregungsleistung von 38 W/cm² und nur noch 560 ps bei 300 W/cm². Dieses Verhalten lässt sich erneut mittels des DP-Mechanismus erklären: Mehr Mn-Störstellen führen zu einer kürzeren Impulsstreuzeit und damit zu einer längeren Spinrelaxationszeit. Mit zunehmender Anregungsleistung wird der \mathbf{k} -Vektor der Elektronen und damit das effektive Magnetfeld aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung größer, was zu einer Zunahme der Spinrelaxation führt.

Untersuchungen an einer Probe mit geringer Mn-Diffusion

Der zeitliche Zerfall der Spinpolarisation, welcher durch TRKR-Messungen an einem Probenstück mit LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As-Barriere bestimmt wurde (Abb. 6.23b), weist im Ref.- und Mn-QW eine vergleichbare Abklingkonstante auf: Bei einer Anregungsleistung von 40 W/cm² beobachtet man im Ref.-QW eine Spinlebensdauer von ≈ 130 ps und im Mn-QW ≈ 150 ps. Die leichte Abweichung der Spinlebensdauer im Ref.-QW im Vergleich zu den Probe mit mittlerer und starker Mn-Diffusion lässt sich erneut durch unterschiedliche Hintergrunddotierungen erklären. Die Spinlebensdauern und die vorausgegangenen PL-Messungen (Kap. 6.2.5) deuten darauf hin, dass in dieser Probe die Diffusion von Mn-Atomen aus der GaMnAs-Schicht gering ist.

Im Vergleich zu den Proben mit mittlerer und starker Mn-Diffusion zeigt die Probe mit geringer Mn-Diffusion ein abweichendes Verhalten (Abb. 6.22d): Die PL-Lebensdauer weist einen ähnlichen Verlauf wie im Ref.-QW (Abb. 6.22a) auf, allerdings liegen auch hier die absoluten Werte deutlich unterhalb der Probe mit „mittlerer“ Mn-Diffusion (C071213C): Mit steigender Anregungsleistung scheint die PL-Lebensdauer leicht abzufallen und mit weiter steigender Anregungsleistung wieder zuzunehmen. Dieses Verhalten lässt sich durch Sättigung der, wenn auch nur in geringer Anzahl vorhandenen, Mn-Störstellen erklären. Eine mit steigender Anregungsleistung verbundene Delokalisierung der Ladungsträger führt zu einer kürzeren Rekombinationszeit [Ast08]. Das darauf folgende Ansteigen lässt

⁵Für Anregungsleistungen unter 10 W/cm² konnte bei der Messung mit der Streak-Kamera keine PL mehr detektiert werden.

sich wieder durch die Streuung der Ladungsträger aus dem Lichtkegel heraus erklären: Aufgrund der geringeren Lebensdauer können die Ladungsträger schneller rekombinieren und es werden dadurch weniger Zustände ausserhalb des Lichtkegels besetzt, was zu einem vergleichsweise moderaten Anstieg der PL-Lebensdauer führt. Interessanterweise nimmt die Spinlebensdauer über den gesamten Bereich mit steigender Anregungsleistung zu. Möglicherweise dominiert im Limit der schwachen Diffusion und damit niedriger Mn-Konzentration im QW der Einfluss der Impulsstreuzeit über den DP-Mechanismus die Spinrelaxation: Durch die zunehmende Anregungsleistung und damit größerem \mathbf{k} -Vektor nimmt die Impulsstreuzeit τ_p ab und nach Gleichung 3.31 somit die Spinrelaxationszeit τ_s zu.

Zusammenfassung

Fasst man diese Untersuchungen und die Messungen an der Probe mit 3 % Mn-Gehalt in der GaMnAs-Schicht (Kap. 6.3.1) zusammen, so beobachtet man mit steigender Mn-Dichte eine Zunahme der Spinlebensdauer. Allerdings hat die Mn-Diffusion einen starken Einfluss auf die Abhängigkeit von der Anregungsleistung: Bei einer kleinen Störstellendichte nimmt die Spinrelaxationszeit mit der Anregungsleistung zu – während bei einer hohen Mn-Störstellendichte die Spinlebensdauer mit steigender Anregungsleistung abnimmt.

Im Limit der schwachen Diffusion hat die Impulsstreuzeit einen dominierenden Einfluss auf die Spinrelaxation über den DP-Mechanismus: Mit zunehmender Anregungsleistung nimmt die Impulsstreuzeit τ_p ab und nach Gleichung 3.31 die Spinrelaxationszeit τ_s zu. Im Bereich der starken Diffusion nimmt zwar die Impulsstreuzeit mit steigender Anregungsleistung ebenfalls ab, allerdings scheint der Einfluss des größeren \mathbf{k} -Vektors der Elektronen aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung einen stärkeren Einfluss auf die Spinrelaxation zu haben: Mit zunehmendem \mathbf{k} -Vektor wird das effektive Magnetfeld größer, was über den DP-Mechanismus zu einer verstärkten Spinrelaxation führt.

6.3.3 Einfluss der Barrierendicke auf die PL- und Spinlebensdauer

In diesem Abschnitt werden zeitaufgelöste Messungen an unterschiedlichen Positionen des Wafers mit einer keilförmigen Barriere diskutiert. Die Barriere besteht hierbei aus einer $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht und einer nicht-rotiert gewachsenen Schichtfolge aus fünf Perioden AlAs und GaAs, wodurch sich ein Gradient mit abnehmender Barrierendicke entlang des Wafers ergibt. Die Durchmischung der dünnen Übergitter-Schichten führt zu einer effektiven $\text{Al}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}$ -Schicht. Diese Probe stellt damit zusätzlich ein Pendant mit HT-Barriere zu der Probe mit 5 nm $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ und 5 nm LT $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ Barriere (C071213B) dar.

In Kapitel 6.2.4 wurden PL-Messungen präsentiert, die mit abnehmender Barrierendicke eine zunehmende Mn-Diffusion aus der GaMnAs-Schicht in den darunterliegenden Mn-QW nahelegen. Wie im Folgenden noch ausführlich gezeigt wird, hat die Barrierendicke einen drastischen Einfluss auf die Spindynamik, obwohl die Barrierendicke „nur“ um knapp 2 nm variiert (9.2 bis 10.8 nm). Die untersuchten Probenstücke wurden entlang des Wafers so herausgebrochen, dass aufgrund des nicht-rotierten Wachstums die Barrierendicke kontinuierlich abnimmt.

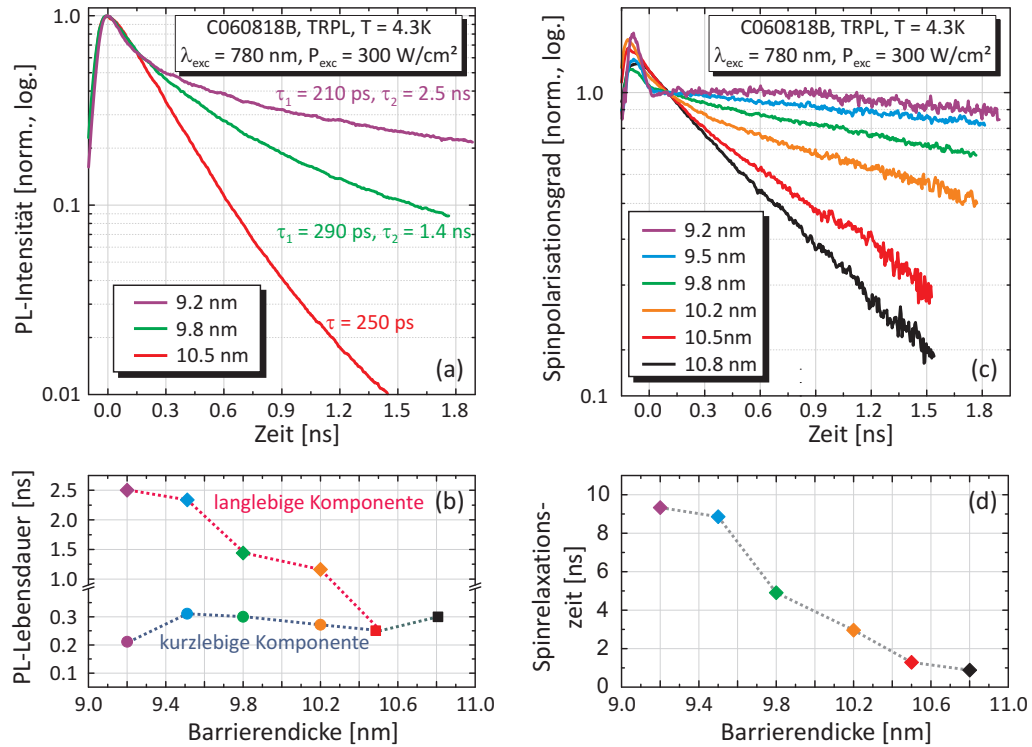


Abbildung 6.24: TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B) bei 4.3 K und einer Anregungsleistung von 300 W/cm². (a) Zeitlicher Verlauf der PL des Mn-QWs bei drei unterschiedlich dicken Barrieren: Bei einer dicken Barriere beobachtet man einen monoexponentiellen Abfall. Mit dünner werdender Barriere tritt eine zweite, langlebige Komponente hervor, wodurch die PL einen biexponentiellen Zerfall aufweist. Die entsprechenden Werte der PL-Lebensdauern für alle sechs untersuchten Probenstücke sind in (b) aufgetragen. (c) Zeitlicher Verlauf des Spinpolarisationsgrades für unterschiedliche Barrierendicken. Mit abnehmender Barrierendicke ist eine deutliche Zunahme der Spinrelaxationszeit zu beobachten. (d) Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Barrierendicke.

Einfluss der Barrierendicke auf die PL-Lebensdauer

Zeitaufgelöste PL-Messungen wurden an sechs Probenstücken mit jeweils unterschiedlicher Barrierendicke durchgeführt. Der Einfluss der Barrierendicke und somit der Mn-Diffusion auf die PL-Lebensdauer wird in Abbildung 6.24a deutlich. Während man bei dickerer Barriere einen monoexponentiellen Zerfall der PL beobachten kann, so tritt ab 10.2 nm mit abnehmender Barrierendicke eine zusätzliche, langlebige Komponente hervor. Man erhält aus einem biexponentiellen Fit an die Messdaten eine Lebensdauer von bis zu 2.5 ns für die langlebige Komponente der PL, während die kurzlebige Komponente in der Größenordnung der PL-Lebensdauern mit dickerer Barriere liegt (Abb. 6.24b). In Abbildung 6.25 sind die kurz- und langlebigen Komponenten des PL-Zerfalls in Abhängigkeit von der Anregungsleistung für ein Probenstück mit dünner Barriere aufgetragen. Die kürzere Komponente nimmt dabei mit steigender Anregungsleistung leicht zu, die langlebige Komponente hingegen ab. Die langlebige Komponente könnte durch die zunehmende Lokalisierung der Ladungsträger an den ionisierten Mn-Atomen verursacht werden, wie sie auch von Astakhov *et al.* beobachtet wurde

[Ast08]. Zusätzlich könnte eine Verkipfung des QWs durch ein internes elektrisches Feld zu einem reduzierten Überlapp von Elektron- und Lochwellenfunktion im QW, und dadurch zu einer verringerten Rekombinationsrate führen. Solch eine Verkipfung könnte aufgrund der Mn-Diffusion und einer damit verbundenen Dotierung des QWs und der Barriere hervorgerufen werden (Kap. 6.2.7).

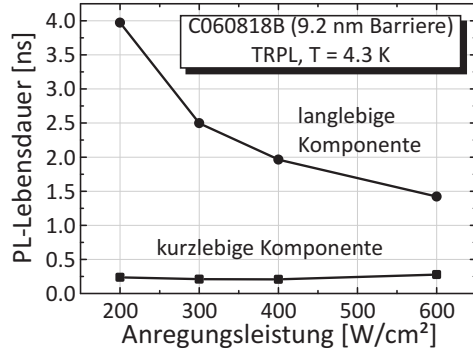


Abbildung 6.25: TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.2 nm Barriere, 6% Mn) bei 4.3 K: Leistungsabhängigkeit der kurz- und langlebigen Komponente der PL

Einfluss der Barrierendicke auf die Spinlebensdauer

In Abbildung 6.24c ist der zeitliche Verlauf des PL-Polarisationsgrades des Mn-QWs für unterschiedliche Barrierendicken aufgetragen. Man kann eine stete Zunahme der Spinrelaxationszeit mit abnehmender Barrierendicke beobachten: Bei einer Dicke von 10.8 nm beträgt diese ≈ 870 ps, während sie bei einer Barrierendicke von 9.2 nm auf ≈ 9.3 ns angestiegen ist. Diese Zunahme lässt sich erneut mit dem D'yakonov-Perel'-Mechanismus erklären (Kap. 3.5.2, [Dya72]): Im *motional narrowing*-Regime ist die Spinrelaxationszeit τ_S proportional zur Streurrate $1/\tau_p$. τ_p ist hierbei die Impulsstreuzeit. Durch die mit abnehmender Barrierendicke steigende Mn-Störstellendichte nimmt die Streuzeit ab und damit die Streurrate und die Spinrelaxationszeit zu.

PL- und Spinlebensdauer in Abhängigkeit von Anregungsleistung und Barrierendicke

Betrachtet man die Leistungsabhängigkeit der Spinlebensdauer für unterschiedliche Barrierendicken (Abb. 6.26), so beobachtet man bei allen untersuchten Proben eine stete Abnahme der Spinlebensdauer im Mn-QW mit zunehmender Anregungsleistung. Hierbei spielt die Barrierendicke eine zusätzliche Rolle: Der zeitliche Verlauf des Spinpolarisationsgrades ist in Abbildung 6.27 exemplarisch für eine dünne und eine dicke Barriere aufgetragen. Während bei dickerer Barriere die Spinlebensdauer sehr deutlich mit zunehmender Anregungsleistung „einbricht“ (von 4.4 ns auf 950 ps, Abb. 6.27d), so nimmt die Spinlebensdauer bei dünnerer Barriere moderater ab (von 11.3 ns auf 6 ns, Abb. 6.27c). Die zugehörigen PL-Lebensdauern im Mn-QW nehmen hingegen mit steigender Anregungsleistung – wenn auch nur leicht – zu: Bei der Probe mit dünnerer Barriere steigt diese von 250 ps bei 100 W/cm² auf 270 ps bei 600 W/cm², sowie von 250 ps auf 260 ps bei der Probe mit dickerer Barriere (Abb. 6.27c, d). Dieser Anstieg lässt sich dadurch erklären, dass mit zunehmender Anregungsleistung die Elektronen aus dem Lichtkegel (Abb 4.1b) herausgestreut werden können und somit die PL-Lebensdauer zunimmt. Zusätzlich besetzen nach der Thermalisierung und Relaxation mehr und mehr Elektronen Zustände mit höherem \mathbf{k} -Vektor. Die Zunahme des \mathbf{k} -Vektors bedingt allerdings auch eine Zunahme des effektiven Magnetfeldes durch das Rashba- und/oder Dresselhaus-Spin-Bahn-Feld (Kap. 3.2), wodurch wiederum die Präzessionsfrequenz der Elektronen um das effektive Magnetfeld zunimmt. Die Spinlebensdauer τ_S

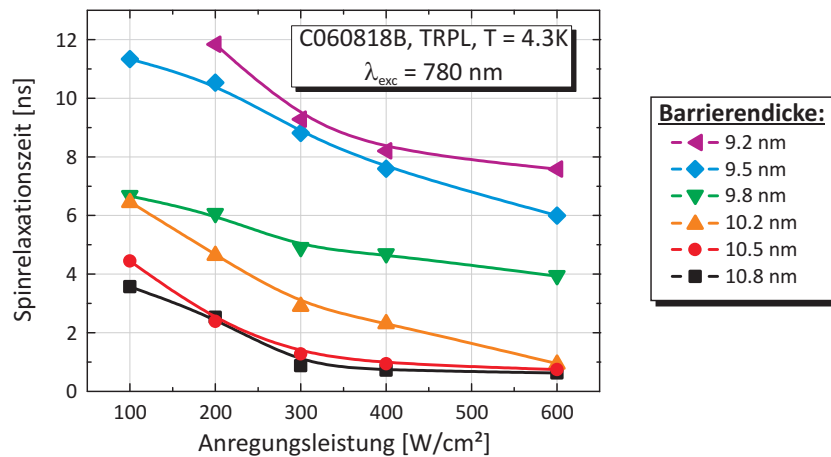


Abbildung 6.26: TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B) bei 4.3 K: Leistungsabhängigkeit der Spinlebensdauer für unterschiedliche Barrierendicken. Bei allen untersuchten Proben kann man eine stete Abnahme der Spinlebensdauer mit steigender Anregungsleistung beobachten.

ist im DP-Mechanismus jedoch indirekt proportional zur Stärke des Magnetfeldes beziehungsweise der Präzessionsfrequenz $\Omega(\mathbf{k})$: $\frac{1}{\tau_s} \sim \Omega^2 \tau_p$ (Gl. 3.31). Dadurch nimmt mit steigender Anregungsleistung die Spinlebensdauer ab, was theoretische Berechnungen von Jiang *et al.* [Jia09] bestätigen: Dort wird dieses Verhalten als Zunahme der inhomogenen Verbreiterung mit steigender (Elektronen-)Dichte beschrieben. Diese Berechnungen spiegeln auch den Einfluss der Mn-Störstellendichte im QW auf die Spinlebensdauer wider, was konsistent mit der Zunahme der Spinlebensdauer bei abnehmender Barrierendicke ist.

Vergleich mit dem Referenz-QW

Interessant ist auch hier der Vergleich mit dem Ref.-QW. Die beobachteten PL-Lebensdauern nehmen im Ref.-QW mit steigender Anregungsleistung stetig zu (Abb. 6.27e, f): Eine mögliche Erklärung ist auch hier eine Besetzung der Zustände außerhalb des Lichtkegels, wodurch mit zunehmender Anregungsleistung die Rekombinationsrate verringert wird. Bei beiden Proben sind allerdings die PL-Lebensdauern im Ref.-QW kleiner als im Mn-QW, und darüber hinaus kleiner als bei allen anderen untersuchten Proben: Die Probe wurde bis auf die GaMnAs-Schicht in der Hochbeweglichkeitskammer der MBE-Anlage gewachsen, weswegen davon auszugehen ist, dass während des Wachstums kein unbeabsichtigter Einbau von Mn-Störstellen stattgefunden haben kann. Da der Ref.-QW von einer 100 nm dicken $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ -Schicht vom Mn-QW getrennt ist, sollte die Diffusion von Mn-Atomen hauptsächlich den Mn-QW betreffen. Daher ist davon auszugehen, dass die Mn-Störstellendichte im Ref.-QW dieser Probenserie verschwindend gering ist und hier eine Verlängerung der PL-Lebensdauer durch lokalisierte Ladungsträger keine Rolle spielt.

Die Spinrelaxationszeit in Abhängigkeit von der Anregungsleistung zeigt in beiden Proben ein ähnliches Verhalten: Mit zunehmender Anregungsleistung fällt diese zunächst ab, um mit steigender Anre-

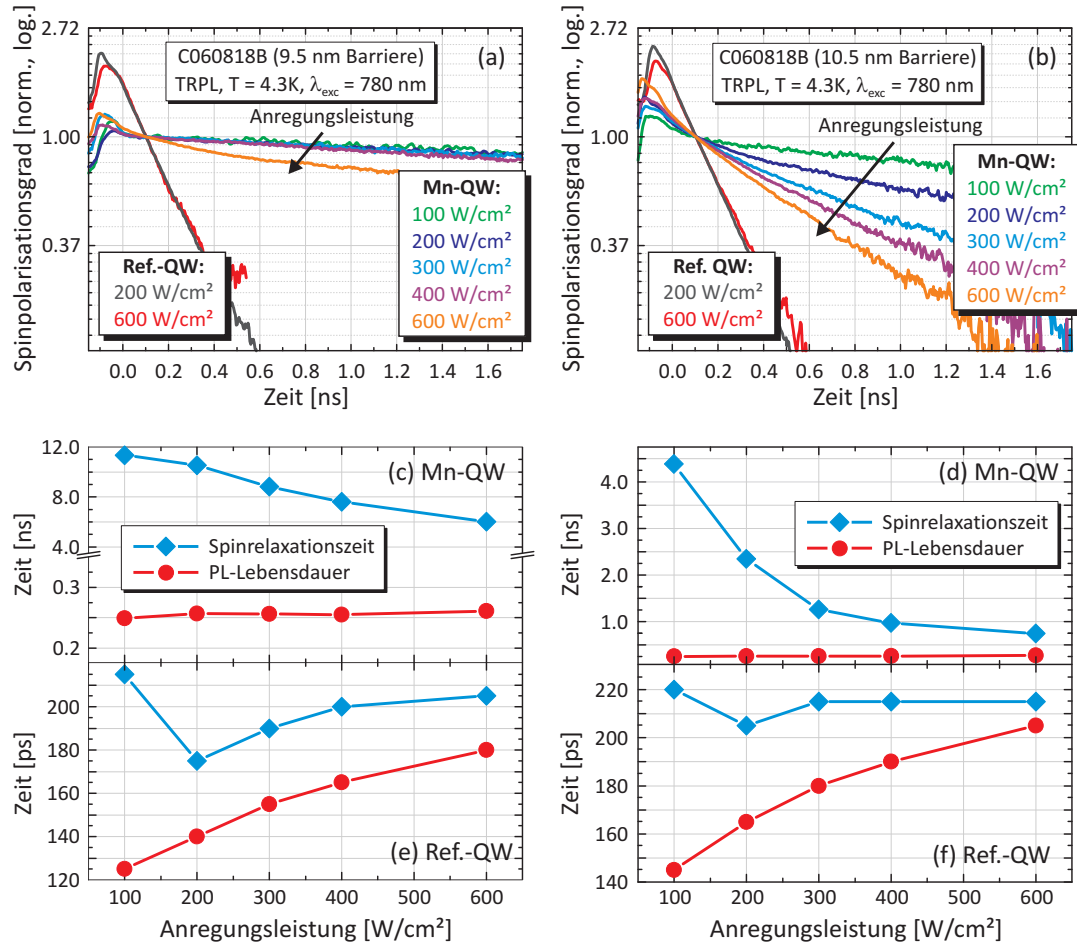


Abbildung 6.27: TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B) bei 4.3 K. Zeitlicher Verlauf des PL-Spinpolarisationsgrades im Mn- und Ref.-QW bei unterschiedlicher Anregungsleistung der Probe mit dünner (a) und dicker Barriere (b). Leistungsabhängiger Verlauf der PL- und Spinlebensdauern im Mn- und Ref.-QW der Probe mit dünner (c und e) bzw. dicker Barriere (d und f).

gungsleistung wieder anzusteigen. Bei schwacher Anregung und somit niedriger Ladungsträgerdichte könnte aufgrund des zunehmenden k -Vektors und der damit verbundenen verstärkten Präzession der Spins im Spin-Bahn-Feld die Spinrelaxation über den DP-Mechanismus dominieren. Bei weiter steigender Anregungsleistung fällt die verstärkte Streuung der Ladungsträger an (wenn auch nur in geringer Anzahl vorhandener) Störstellen mehr und mehr ins Gewicht und die Spinrelaxationszeit nimmt über den DP-Mechanismus wieder zu. Eine Zunahme der Spinlebensdauer bei einer niedrigen Störstellendichte wurde zuvor auch bei Messungen an den Ref.-QWs der zuvor untersuchten Proben beziehungsweise auch im Mn-QW der Probe mit LT-Al_{0.8}Ga_{0.2}As-Barriere (Abb. 6.22) mit vergleichbarer Anregungsleistung beobachtet.

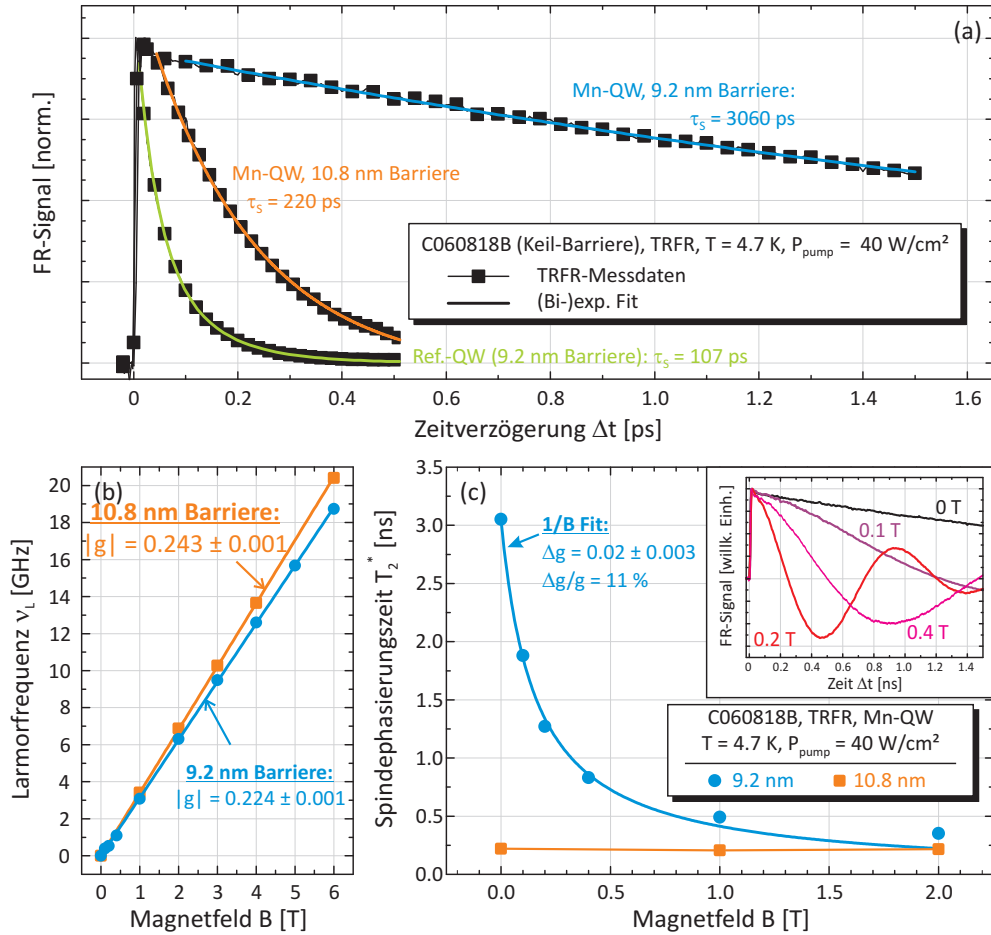


Abbildung 6.28: TRFR-Messungen an gedünnten Probenstücken des Wafers mit keilförmiger Barriere (C060818B) und 6 % Mn in der GaMnAs-Schicht. (a) Aus den TRFR-Messungen lassen sich die Spinrelaxationszeiten bestimmen [Sch08]. (b) Larmorfrequenz in Abhängigkeit vom parallel zur QW-Ebene angelegten, externen Magnetfeld B . Die Messdaten lassen sich sehr gut linear annähern und aus der Steigung der g -Faktor bestimmen (durchgezogene Linien). (c) In der Probe mit dünner Barriere nimmt die Spinlebensdauer deutlich mit zunehmendem Magnetfeld ab, was auf eine Dephasierung aufgrund von g -Faktor-Fluktuationen hindeutet (die durchgezogene Linie stellt einen $1/B$ -Fit nach Gl. 3.22 dar). Die Spinlebensdauer im Mn-QW der Probe mit dickerer Barriere bleibt hingegen nahezu konstant (die durchgezogene Linie ist als „guide to the eye“ zu sehen). Das Inset zeigt TRFR-Kurven der Probe mit dünner Barriere mit einem angelegten Magnetfeld von bis zu 0.4 T.

Relaxation der Spinpolarisation im Ref.- und Mn-QW bei dünner und dicker Barriere

Zeitaufgelöste Faraday-Rotationsmessungen an gedünnten Probenstücken zeigen eine starke Abhängigkeit der Spinlebensdauer von der Barrierendicke (Abb. 6.28a): Die Spinpolarisation im Mn-QW der Probe mit einer Barrierendicke von 10.8 nm weist eine Lebensdauer von ≈ 220 ps auf, wohingegen die Lebensdauer im Ref.-QW bei beiden Proben ≈ 100 ps beträgt. Betrachtet man die Zerfallszeit im Mn-QW der Probe mit einer 9.2 nm dicken Barriere, so beobachtet man einen drastischen Anstieg der

Lebensdauer auf ≈ 3 ns: Mit dünnerer Barriere nimmt die Mn-Diffusion und damit die Störstellendichte im Mn-QW zu. Somit nimmt die Spinlebensdauer aufgrund des D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu. Diese Beobachtungen decken sich mit den Ergebnissen der zeitaufgelösten PL-Messungen. Hier ist allerdings anzumerken, dass die aus den TRPL-Messungen bestimmten Spinrelaxationszeiten größer als die TRFR-Spinlebensdauern sind, was auf unterschiedliche Anregungsbedingungen zurückzuführen sein könnte.

***g*-Faktoren der Ladungsträger im Mn-QW: Magnetfeldabhängige TRFR- und TRPL-Messungen**

Legt man parallel zur QW-Ebene ein externes Magnetfeld an, so führt dieses Feld zu einer Präzession der Ladungsträgerspins. In Abbildung 6.28b sind in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld die extrahierten Larmorfrequenzen der Ladungsträger im Mn-QW der Proben mit dünner (9.2 nm) und dicker Barriere (10.8 nm) aufgetragen. Diese lassen sich sehr gut linear annähern, wodurch wie zuvor eine Mn-Konzentration von weniger als 0.007 % abgeschätzt werden kann [Pog05]. Für den *g*-Faktor der Ladungsträger der Probe mit dicker Barriere erhält man einen Wert von 0.24, bei der dünneren Barriere einen Wert von 0.22 – was in guter Übereinstimmung mit Literaturwerten für Elektronen in einem 12 nm breiten QW steht [Sne91]. Somit wird deutlich, dass es sich bei den Messungen um die Spinrelaxation von Elektronen handelt. Ursache für den etwas kleineren Wert des *g*-Faktors bei dünnerer Barriere könnte auf die Mn-Diffusion zurückzuführen sein: Eine stärkere Mn-Diffusion führt zu einer stärkeren Bandverbiegung (Abb. 6.14), wodurch die effektive QW-Breite und somit ebenfalls der *g*-Faktor kleiner wird [Sne91]. Zusätzlich führt die Verkipfung zu einer höheren Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronenwellenfunktion an der GaAs/AlGaAs-Grenzfläche und damit einem

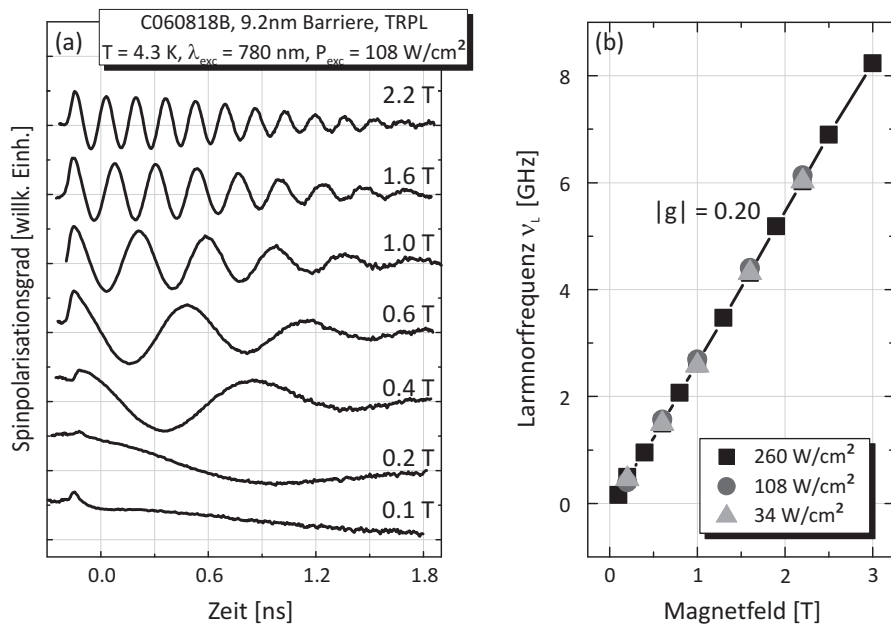


Abbildung 6.29: TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.2 nm Barriere, 6% Mn): (a) Wird ein Magnetfeld parallel zur QW-Ebene angelegt, so präzedieren die Ladungsträgerspins um das externe Feld. (b) Der aus der Präzessionsfrequenz bestimmte *g*-Faktor beträgt unabhängig von der Anregungsleistung $|g| = 0.20$.

stärkeren Eindringen der Wellenfunktion in die Barriere, wodurch sich ebenfalls der g -Faktor ändert [Sal01b].

In zeitaufgelösten PL-Messungen lässt sich ebenfalls eine Präzession der Ladungsträger beobachten: Abbildung 6.29a zeigt den zeitlichen Verlauf des PL-Polarisationsgrades des Mn-QWs einer unge-
dünnsten Probe mit 9.2 nm dicker Barriere und einem parallel zur QW-Ebene angelegten externen Magnetfeld. Analog zu den zuvor diskutierten TRFR-Messungen kann man auch hier eine Oszillation der um das äußere Magnetfeld präzedierenden Spins erkennen und aus der Larmorfrequenz den zugehörigen g -Faktor bestimmen ($|g| = 0.20$). Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den TRFR-Messungen. Ähnlich zu den TRFR-Messungen kann man auch in den TRPL-Messungen eine Abnahme der Spinlebensdauer mit steigendem Magnetfeld beobachten, was auch hier auf die Dephasierung des Elektronenspins hindeutet.

Dephasierung des Elektronenspins im Mn-QW

Betrachtet man die Abhängigkeit der Spinlebensdauer im Mn-QW vom externen Magnetfeld (Abb. 6.28c), so beobachtet man bei der Probe mit dickerer Barriere einen nahezu konstanten Verlauf, wohingegen die Spinlebensdauer im Mn-QW der Probe mit dünner Barriere mit zunehmendem Magnetfeld deutlich abfällt. Dieses Verhalten deutet auf eine Dephasierung aufgrund von g -Faktor-Fluktuationen hin. Diese Fluktuationen lassen sich durch Mn-Störstellen im QW erklären: Eine inhomogene Verteilung der Mn-Atome führt zu lokalen Inhomogenitäten im QW-Material und somit zu Inhomogenitäten im g -Faktor. Ebenso können Potentialfluktuationen der QW/Barriere-Grenzfläche zu Inhomogenitäten im g -Faktor führen (vgl. Kap. 5.3.4). Nähert man die extrahierten Spindephasierungszeiten mit einem $1/B$ -Zusammenhang nach Gleichung 3.22 an, so lassen sich die Fluktuationen zu

$$\Delta g_{\text{Mn-QW}} = 0.02 \pm 0.003 \quad (6.1)$$

bestimmen, was einem relativen Wert von ≈ 11 % entspricht und in der Größenordnung der Fluktuationen wie bei der zuvor beobachteten Lochspindephasierung liegt (Kap. 5.3.4).

6.3.4 Einfluss von lokalisierten Zuständen auf die PL- und Spinlebensdauer

In den Arbeiten von G. V. Astakhov *et al.* wird von einer effektiven Unterdrückung der Elektronenspinrelaxation und einer Verlängerung der Rekombinationszeit in Mn-dotiertem GaAs-Volumenmaterial berichtet [Ast08]: Da das Mn bei den untersuchten Proben hauptsächlich auf Ga-Gitterplätzen eingebaut wird, führt dies zu einer p -Dotierung. Die ionisierten und somit negativ geladenen Mn-Akzeptoren können photogenerierte Löcher binden. Unter schwacher Anregung werden strahlende Übergänge durch die Rekombination von Elektronen mit gebundenen Löchern dominiert. Da zusätzlich Elektronen und Löcher räumlich getrennt lokalisiert sind, führt dies zu einer Erhöhung der PL-Lebensdauer. Mit steigender Anregungsleistung werden nun diese Zentren gesättigt und Rekombination von freien Exzitonen setzt ein, was zu einer Reduktion der Lebensdauer führt. In den Abschnitten zuvor wurde mehrfach die Verlängerung der PL-Lebensdauern auf an Mn-Störstellen lokalisierte Zustände zurückgeführt. Der Einfluss der Mn-Störstellen auf die PL- und Spinlebensdauer wird im Folgenden

exemplarisch an einer Probe⁶ näher untersucht.

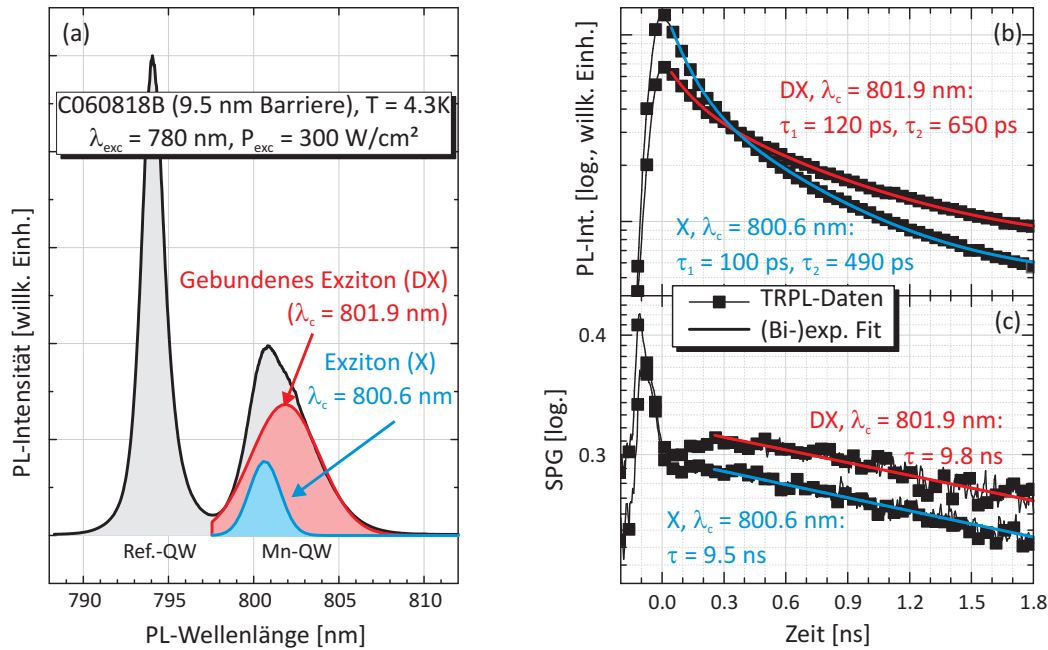


Abbildung 6.30: TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.5 nm Barriere, 6% Mn). (a) PL-Spektrum bei einer Anregungsleistung von 300 W/cm² und einer Temperatur von 4.3 K. Die PL des Mn-QWs lässt sich gut mittels zwei Gauss-Kurven annähern, welche man der Rekombination freier (X) und gebundener Exzitonen (DX) zuordnen kann. Zeitlicher Verlauf der PL (b) und des Spinpolarisationsgrades (c) an zwei spektral unterschiedlichen Positionen.

In Abbildung 6.30a ist eine zeitlich integrierte TRPL-Messung einer Probe der Serie C060818B mit 9.5 nm dicker Barriere gezeigt, welche bei 300 W/cm² Anregungsleistung und einer Temperatur von 4.3 K aufgenommen wurde. Analog zu den PL-Messungen in Kapitel 6.2.2 lässt sich auch hier die PL des Mn-QWs sehr gut mit zwei Gauss-Kurven annähern: Der höherenergetische Gauss-Verlauf mit einer zentralen Wellenlänge von $\lambda_c = 800.6$ nm lässt sich freien Exzitonen (X) und der niederenergetische Gauss-Verlauf mit $\lambda_c = 801.9$ nm den an Mn-Atomen gebundenen Exzitonen (DX) zuordnen. Für diese beiden Wellenlängen kann man einen deutlichen Unterschied im zeitlichen Verlauf der PL erkennen (Abb. 6.30b): Im Bereich um 800.6 nm lassen sich Zerfallszeiten von $\tau_1 = 110$ ps und $\tau_2 = 540$ ps und im Bereich um 801.9 nm $\tau_1 = 120$ ps und $\tau_2 = 650$ ps ermitteln. Der deutliche Anstieg der langlebigen Komponente der PL im niederenergetischen Bereich der PL deutet auf einen Einfluss der Bindung von Exzitonen an Mn-Störstellen hin. Während bei lokalisierten Exzitonen der räumliche Überlapp von Elektronen und Löchern zunimmt, was zu einer schnelleren Rekombination führt (siehe zum Beispiel [Göb83] für GaAs/AlGaAs QW-Strukturen), beobachtet man hier eine verlangsamte Rekombination, was sich mit den von Astakohov *et al.* gemachten Beobachtungen erklären lässt: An den positiv geladenen Mn²⁺-Ionen⁷ werden die Elektronen der photogenerierten Elektron-Loch-Paare gebunden, während die Löcher weiterhin „frei“ beweglich sind. Der räumliche Überlapp von Elektron-

⁶Bei anderen Proben und auch variabler Anregungsleistung zeigen sich ähnliche Ergebnisse, weshalb sich dieser Abschnitt auf Messungen an einer Probe konzentriert.

⁷Mn auf Zwischengitterplätzen fungiert als doppelter Donator.

und Loch-Wellenfunktion nimmt ab, was zu einer verringerten Rekombinationsrate und somit zu einer Verlängerung der PL-Lebensdauer führt. Dadurch lässt sich auch der Anstieg der PL-Lebensdauer mit abnehmender Barrierendicke (Abb. 6.24b) erklären.

Die Spinlebensdauer unterscheidet sich hingegen nur minimal: Im niederenergetischen Bereich der PL kann eine Spinrelaxationszeit von 9.8 ns und im höherenergetischen Spektralbereich eine Spinlebensdauer von 9.5 ns bestimmt werden (Abb. 6.30c). Der leicht höhere Wert im Bereich der gebundenen Exzitonen kann über den DP-Mechanismus erklärt werden: Die Elektronen der gebundenen Exzitonen weisen aufgrund der abgesenkten Energie einen kleineren k -Vektor auf, was zu einem kleineren effektiven Magnetfeld und somit zu einer langsameren Spinpräzession führt – die Spinorientierung bleibt länger erhalten.

6.4 Dotierung durch Mn-Diffusion?

In den Abschnitten zuvor wurde ausführlich der Einfluss der Mn-Diffusion und der damit verbundenen Mn-Störstellen auf die optischen Eigenschaften untersucht. In diesem Kapitel wird eine mögliche diffusionsinduzierte Dotierung diskutiert. Hierbei konzentrieren sich die Messungen und deren Interpretation auf Probenstücke des Wafers mit keilförmiger Barriere (C060818B): Die langen Spinrelaxationszeiten (Kap. 6.3.3) deuten aufgrund des D'yakonov-Perel'-Mechanismus (Kap. 3.5.2) auf eine hohe Mn-Störstellendichte hin. Es ist anzunehmen, dass die diffundierten Mangan-Atome Zwischengitterplätze des GaAs-Kristalls besetzen und somit als doppelte Donatoren zu einer n -Dotierung führen [Mać02].

Anfangsspinpolarisationsgrad

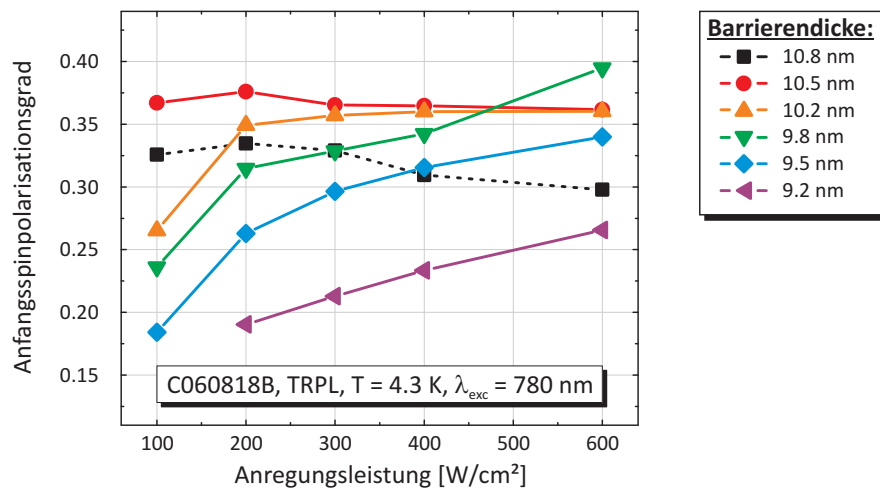


Abbildung 6.31: TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B) bei 4.3 K: Anfänglicher Spinpolarisationsgrad (ASPG) in Abhängigkeit von der Anregungsleistung. Der Zeitpunkt $t = 0$ ist durch die Peakposition der TRPL definiert. Der abweichende ASPG bei einer Barrierendicke von 10.8 nm ist vermutlich auf einen messbedingten Fehler zurückzuführen.

Die „zeitliche Lage“ des TRPL-Signals kann sich von Messung zu Messung leicht unterscheiden (siehe zum Beispiel Abb. 6.21a, c). Zusätzlich kann besonders bei hoher Anregungsleistung Streulicht des zirkular polarisierten Laserstrahls einen Signalpeak verursachen, der den reellen maximalen Spinpolarisationsgrad verfälscht. Da insbesondere bei den Proben mit dünner Barriere die Spinlebensdauer sehr groß ist und somit die Spinrelaxation in den ersten 100 ps vernachlässigbar klein ist, bietet es sich an, den Spinpolarisationsgrad zur Zeit des TRPL-Peaks zu vergleichen, da sich dieser genauer bestimmen lässt. Der Anfangsspinpolarisationsgrad (ASPG) ist daher als Spinpolarisationsgrad der PL zum Zeitpunkt des PL-Peaks definiert (vgl. [Feh09]).

In Abbildung 6.31 ist der ASPG der PL in Abhängigkeit von der Anregungsleistung und der Barrierendicke aufgetragen. Mit abnehmender Barrierendicke beobachtet man eine Verringerung des ASPG, wobei die Abhängigkeit von der Anregungsleistung immer stärker zunimmt: Bei einer Barrierendicke von 10.5 nm liegt der ASPG annähernd konstant bei $\approx 37\%$. Mit abnehmender Barrierendicke fällt der ASPG bei einer Anregungsleistung von 100 W/cm^2 unter 20% . Mit zunehmender Anregungsleistung nimmt der ASPG zu und zeigt ein Sättigungsverhalten, wobei die Sättigung des ASPG mit dünnerer Barriere tendenziell erst bei höheren Anregungsleistungen erreicht wird.

Dieses Verhalten lässt sich durch die Diffusion von Mn-Atomen aus der GaMnAs-Schicht erklären: Mit abnehmender Barrierendicke nimmt die Mn-Störstellenkonzentration zu. Im GaAs-QW besetzen die Mn-Atome Zwischengitterplätze und wirken dort als doppelte Donatoren, die unpolarisierte Elektronen freisetzen. Diese Elektronen stehen bei der Rekombination mit den optisch erzeugten Elektronen und den zugehörigen Löchern in Konkurrenz: Der Polarisationsgrad der PL verringert sich. Aufgrund der endlichen Anzahl an Mn-Atomen wird mit zunehmender Anregungsleistung eine Sättigung erreicht. Mit zunehmender Mn-Dichte im QW aufgrund der abnehmenden Barrierendicke wird die Sättigung erst mit höherer Anregungsleistung erreicht.

Ladungsträger- und Spindynamik

Die PL-Lebensdauer beträgt im Mn-QW 250 - 300 ps und bleibt für unterschiedliche Anregungsleistungen und Barrierendicken nahezu konstant (Abb. 6.27), wobei mit abnehmender Barrierendicke eine weitere, langlebigere Komponente der PL hervortritt (Abb. 6.24, 6.25). Diese langlebige Komponente kann, wie zuvor diskutiert, der Lokalisation von Ladungsträgern an Mn-Störstellen im QW zugeschrieben werden. Sowohl bei der Probe mit dicker als auch dünner Barriere sind die Zerfallszeiten der Spinpolarisation, welche aus TRFR-Messungen bestimmt wurden (Abb. 6.28a), mit den PL-Lebensdauern (Abb. 6.24, 6.25 und 6.27) vergleichbar. Die aus TRPL-Messungen bestimmte Spinlebensdauer (Abb. 6.26) ist hingegen deutlich größer als die Zerfallszeiten der Spinpolarisation (Abb. 6.28a).

Die zuvor diskutierten TRPL-Messungen wurden an ungedünnten Probenstücken, die TRFR-Messungen hingegen an gedünnten Probenstücken durchgeführt. Darüberhinaus ist der Absorptionskoeffizient bei resonanter Anregung größer als bei nicht-resonanter Anregung [Mas85], wodurch sich die optisch erzeugte Ladungsträgerdichte im QW bei beiden Messmethoden unterscheiden sollte und dadurch die Ergebnisse nur bedingt vergleichbar sind. Daher werden im Folgenden Messungen unter resonanter Anregung diskutiert: Die Ladungsträgerdynamik wurde hierbei mittels zeitaufgelöster differentieller Transmission (TRPP, Kap. 4.2.3) und die Spindynamik mittels TRKR gemessen.

In Abbildung 6.32 sind leistungsabhängige Messungen zur Ladungsträger- und Spindynamik (TRPP

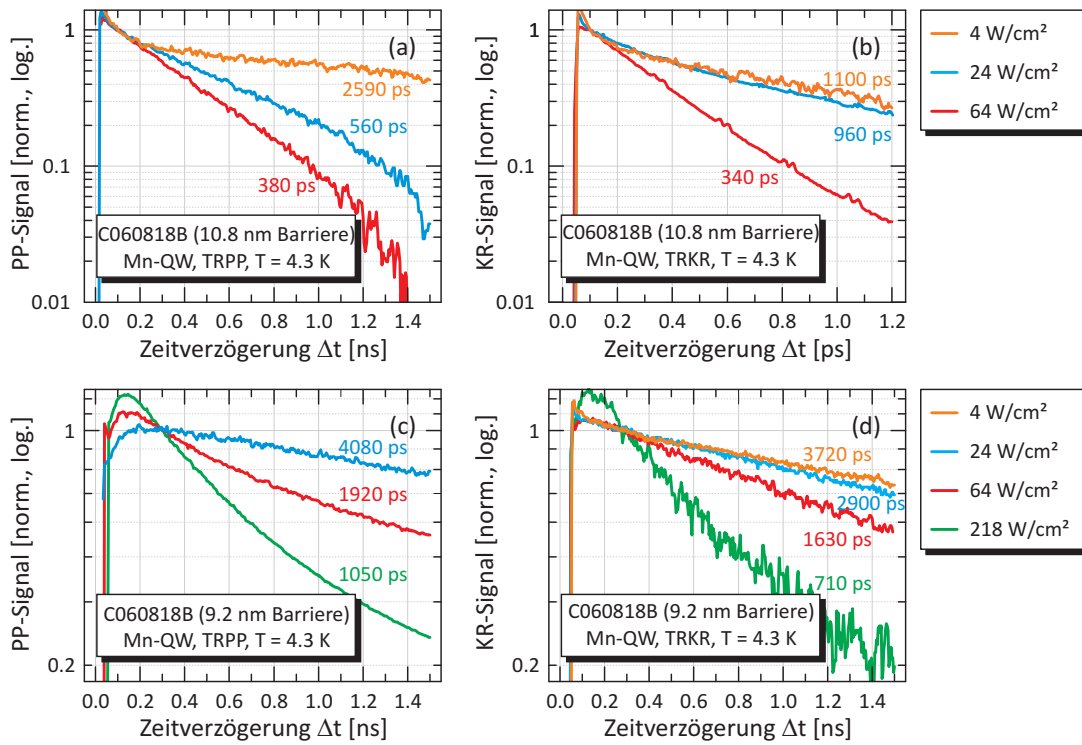


Abbildung 6.32: Ladungsträger- und Spinlebensdauern des Mn-QWs der Probenserie mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B) bei 4.3 K: (a, c) Messung der zeitaufgelösten differentiellen Reflexion (TRPP) zur Bestimmung der Ladungsträgerlebensdauer und (b, d) TRKR zur Bestimmung der Spinlebensdauer, welche jeweils an einem ungedünnten Probenstück mit dicker (10.8 nm) und dünner Barriere (9.2 nm) durchgeführt wurden.

und TRKR), welche am Mn-QW zweier ungedünnter Probenstücke mit dünner und dicker Barriere unter resonanter Anregung durchgeführt wurden, gezeigt. Die Ladungsträgerlebensdauer im Mn-QW der Probe mit dünner Barriere ist deutlich länger als bei der Probe mit dicker Barriere (Abb. 6.32a, c) und nimmt bei beiden Proben mit steigender Anregungsleistung ab: Dies deutet auf den bereits zuvor diskutierten Einfluss von lokalisierten Zuständen hin [Ast08]. Der zeitliche Verlauf der Spinpolarisation (Abb. 6.32b, d) zeigt ein ähnliches Verhalten: Die Lebensdauer nimmt mit steigender Anregungsleistung ab, und ist im Mn-QW der Probe mit dünner Barriere deutlich größer als mit dicker Barriere. Auch hier beobachtet man für die Rekombination der Ladungsträger und der Spindynamik ähnliche Zerfallszeiten. Darüber hinaus sind die Spinlebensdauern, welche mittels TRPL bestimmt wurden, wesentlich größer als die Zerfallszeiten der Spinpolarisation. Dies deutet darauf hin, dass der zeitliche Verlauf der Spinpolarisation durch die Ladungsträgerrekombination und nicht nur durch die Spinrelaxation begrenzt ist (Kap. 4.3).

Interpretation

Der Anfangsspinpolarisationsgrad weist eine deutliche Abhängigkeit von der Barrierendicke auf: Es ist anzunehmen, dass diffundierte Mangan-Atome im Mn-QW Zwischengitterplätze besetzen, und dort

als doppelte Donatoren fungieren. Die Diffusion nimmt mit dünner werdender Barriere zu, wodurch sich die Ladungsträgerdichte im Mn-QW erhöht und der ASPG abnimmt.

Eine effektive Dotierung und somit eine signifikante Anzahl an zusätzlichen Elektronen im QW würde sich insbesondere darin äußern, dass die in TRKR/TRFR-Messungen gemessene Spinlebensdauer τ_{TRKR} mit der Spinrelaxationszeit τ_{S} identisch oder zumindest vergleichbar ist (Kap. 4.3): Bei der Rekombination mit den Löchern stehen die optisch erzeugten, spinpolarisierten Elektronen mit den durch die Dotierung vorhandenen unpolarisierten Elektronen in Konkurrenz. Eine hohe Dotierung würde dann bedeuten, dass ein Großteil der unpolarisierten Elektronen mit den Löchern rekombiniert und somit eine Spinpolarisation in QW zurückbleibt. Die Zerfallszeit der Spinpolarisation, τ_{TRKR} , ist wesentlich kürzer als die Spinrelaxationszeit τ_{S} , allerdings vergleichbar mit der Rekombinationsdauer τ_{R} . Dies deutet somit darauf hin, dass die Rekombinationszeit den limitierenden Faktor nach Gleichung 4.12, $\frac{1}{\tau_{\text{TRKR}}} = \frac{1}{\tau_{\text{S}}} + \frac{1}{\tau_{\text{R}}}$, für die Abnahme der Spinpolarisation darstellt. Möglicherweise reicht eine vermeintlich hohe Störstellendichte im Mn-QW somit nicht aus, um eine signifikante Dotierkonzentration im QW zu erreichen. Die Berechnungen aus Kapitel 6.2.7 mit zuvor abgeschätzten Mn-Konzentrationen ergeben zwar eine leichte Beeinflussung der Bandstruktur, allerdings keine signifikant hohe n -Dotierung im Mn-QW. Aus den PL-Messungen in Kapitel 6.2.8 kann man schließen, dass der Donaturzustand um ≈ 100 meV unter der Leistungsbandkante liegt, und die Elektronen bei einer Temperatur von 4.3 K selbst bei einer hohen Störstellendichte somit noch an die Donatoren gebunden sind. Ob möglicherweise auch freie Löcher aus der GaMnAs-Schicht die n -Dotierung im QW neutralisieren, ist bislang noch unklar.

6.5 Einfluss des Annealings auf die Ladungsträger- und Spindynamik

Das Ausheizen von GaMnAs-Schichten ist eine etablierte Methode, um die Curie-Temperatur durch Reduktion der als Donatoren fungierenden Mn-Interstitials zu erhöhen (siehe Kap. 2.3.3). Durch das Ausheizen diffundieren diese Mn-Atome an die Oberfläche, um dort mit dem Sauerstoff der Luft eine Oxidschicht zu bilden. In der Literatur wurde bislang hauptsächlich der Einfluss des Annealings auf die GaMnAs-Schicht behandelt (siehe z.B. [Edm04, Hol06, Hir07, Wur08]), während jener auf die darunterliegenden Schichten kaum erforscht wurde. In diesem Abschnitt werden daher zeitaufgelöste PL-Messungen an einem Probenstück⁸ mit 5 nm HT- und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As-Barriere (C071213C) gezeigt: Die Spin- und PL-Lebensdauern liegen im Bereich von einigen 100 ps (Kap. 6.3.2), was einen guten Zugang und Reproduzierbarkeit durch TRPL-Messungen mit dem Streak-Kamerasystem ermöglicht. Für das Ausheizen der Proben wurde der Annealing-Ofen, der am Lehrstuhl Wegscheider zur Verfügung steht und von M. Hirmer im Rahmen der Diplomarbeit entwickelt wurde [Hir07], verwendet. Die GaMnAs-Schicht der untersuchten Probe weist bei einer Dicke von 50 nm und 6 % Mn-Gehalt eine Curie-Temperatur von ca. 70 K auf. Die bei dieser Schichtdicke und Mn-Konzentration maximal erreichbare Curie-Temperatur beträgt ca. 110 K und wird nach ca. 20 Stunden Ausheizen bei 200 °C erreicht [Hir07]. Die Ausheizphase für die Messungen, die hier diskutiert werden, betrug insgesamt 24 Stunden und wurde nach 2, 4, 8, 12, 16 und 20 Stunden unterbrochen: Die Probe

⁸Untersuchungen an anderen Probenstücken zeigten ein ähnliches Verhalten, weshalb in diesem Abschnitt repräsentativ Messungen an einem Probenstück der Serie C071213C diskutiert werden.

wurde dann aus dem Ofen entfernt, in einen He-Durchflussskryostaten montiert und nach Abschluss der TRPL-Messungen zur Fortführung des Annealing-Vorganges wieder in den Ofen eingebracht.

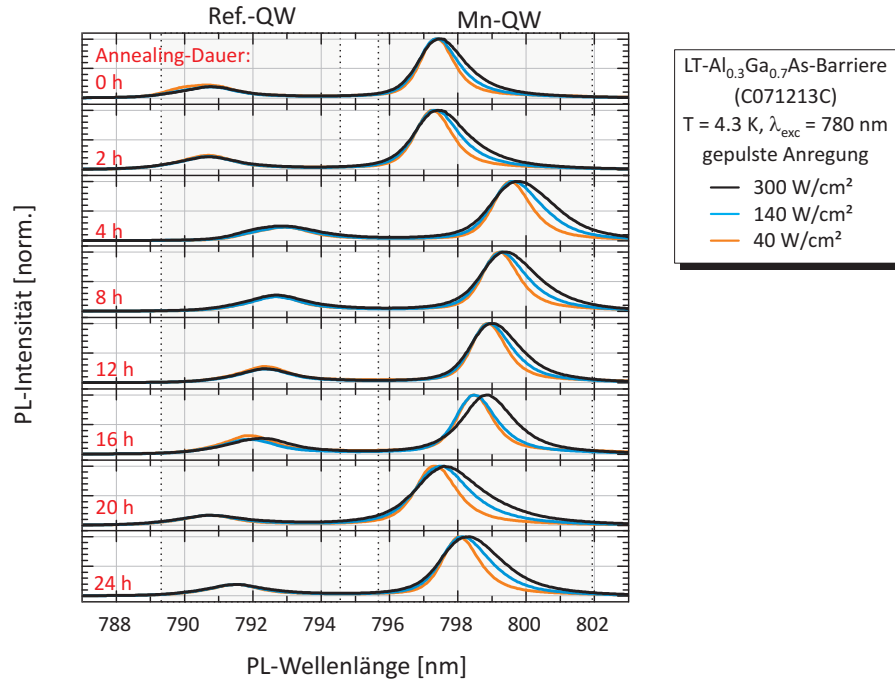


Abbildung 6.33: Leistungsabhängige PL-Messungen an einer Probe mit 5 nm HT- und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As-Barriere (C071213C) in Abhängigkeit von der Annealing-Dauer.

In Abbildung 6.33 sind leistungsabhängige PL-Messungen gezeigt. Die PL-Kurven wurden hierbei durch zeitliche Integration der TRPL-Messungen gewonnen. Der für die TRPL-Messungen im Pulsbetrieb laufende Anregungslaser wurde hierbei auf die Wellenlänge von 780 nm justiert, so dass nur innerhalb der QWs (und der GaMnAs-Schicht) Elektron-Loch-Paare erzeugt wurden. Sowohl die aus den TRPL-Messungen bestimmten Spin- und PL-Lebensdauern des Mn-QWs als auch die PL-Lebensdauer des Ref-QWs sind in Abbildung 6.34 in Abhängigkeit von der Anregungsleistung und Annealing-Dauer dargestellt.

Während sich die PL nach zwei Stunden nahezu unverändert zeigt, kann man nach vier Stunden eine deutliche Rotverschiebung der PL sowohl des Mn- als auch des Ref.-QWs beobachten. Im weiteren Annealing-Verlauf weist die PL der beiden QWs eine stetige Blau-Verschiebung auf, und erreicht nach 20 Stunden nahezu wieder die spektrale Ausgangsposition. Nach weiteren vier Stunden tritt erneut eine leichte Rotverschiebung auf.

In Abbildung 6.34 sind die aus leistungsabhängigen TRPL-Messungen bestimmten Spin- und PL-Lebensdauern in Abhängigkeit von der Annealing-Zeit aufgetragen. Vor Beginn des Ausheizens kann man eine Abnahme der PL-Lebensdauer im Mn- und Ref.-QW mit steigender Anregungsleistung beobachten. Im weiteren Annealing-Verlauf hingegen nimmt die PL-Lebensdauer mit steigender Anregungsleistung zu. Die PL-Lebensdauer des Mn- und Ref.-QWs erreicht nach 4 bzw. 8 Stunden das Maximum, fällt bei 12 Stunden hingegen deutlich ab. Die PL-Lebensdauern erreichen nach 16 Stun-

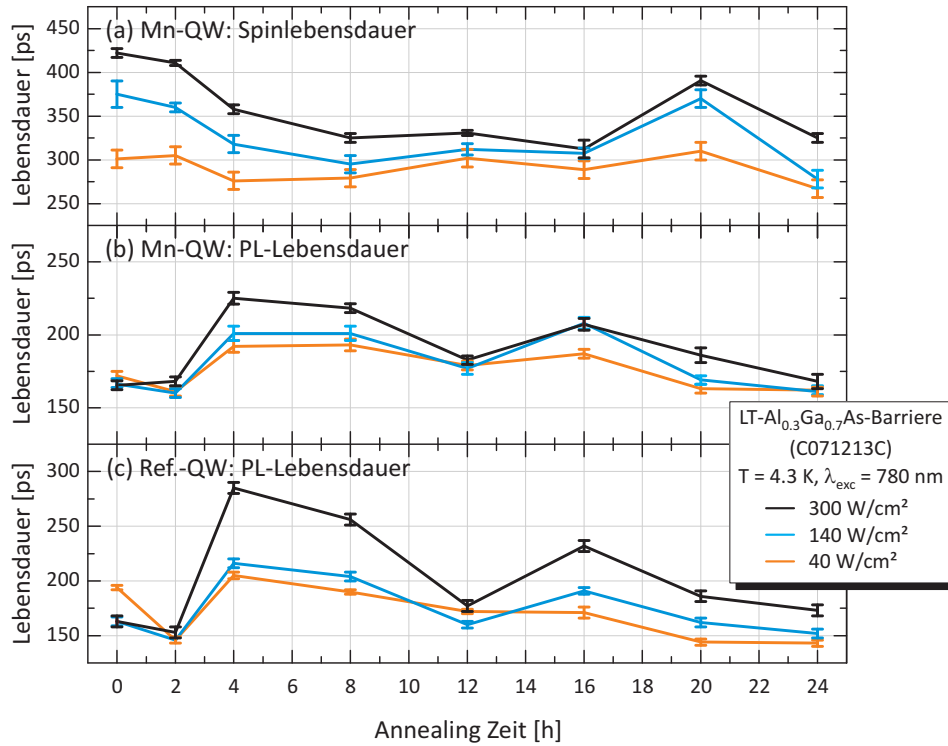


Abbildung 6.34: Leistungsabhängige TRPL-Messungen an einer Probe mit 5 nm HT- und 5 nm LT-Al_{0.3}Ga_{0.7}As-Barriere (C071213C): Spin- und PL-Lebensdauer des Mn-QWs (a, b) und PL-Lebensdauer des Ref.-QWs (c) in Abhängigkeit von der Annealing-Dauer.

den Annealing-Dauer erneut ein Maximum, fallen im weiteren Verlauf erneut ab und erreichen nach 24 Stunden wieder nahezu die Ausgangswerte.

Im gesamten Annealing-Verlauf nimmt die Spinlebensdauer mit steigender Anregungsleistung zu. Darüber hinaus beobachtet man ein im Vergleich zur PL-Lebensdauer gegensätzliches Verhalten: Bei einer Abnahme der PL-Lebensdauer nimmt die Spinlebensdauer zu – und umgekehrt.

Da beide QWs von der spektralen Verschiebung und der Zunahme beziehungsweise Abnahme der PL-Lebensdauer gleichermaßen betroffen sind, kann man eine weitere Mn-Diffusion in den Mn-QW als Ursache für die Verlängerung der PL- und/oder der Spinlebensdauer ausschließen: Zusätzliche Mn-Störstellen sollten die optischen Eigenschaften des Mn-QWs wesentlich stärker beeinflussen als die des Ref.-QWs – dies ist offensichtlich nicht der Fall. Unterschiedliche Proben Temperaturen als Ursache für die Rotverschiebung können ebenfalls ausgeschlossen werden: Die Probe wurde stets an einer identischen Stelle in den Kryostaten montiert und die gemessene Temperatur wurde konstant bei 4.3 K gehalten. Ausserdem konnte keine signifikante, stete Zunahme der Spinlebensdauer der Elektronen im Mn-QW beobachtet werden, wodurch sich eine zusätzliche Diffusion von Mn-Atomen ausschließen lässt. Darüber hinaus deutet die Beeinflussung der PL auf eine Bandverbiegung aufgrund interner elektrischer Felder hin: Der energetischen Abstand zwischen Elektronen- und Lochzuständen nimmt ab, was zu einer Absenkung der Übergangsenergie führt. Zusätzlich nimmt der räumliche Überlapp von Elektronen und Löchern im QW ab, was zu einer Verlängerung der PL-Lebensdauer führt. Die

Abnahme der Spinlebensdauer lässt sich ebenfalls auf die Bandverbiegung zurückführen: Durch die Verkipfung nimmt aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung das Rashba-Feld zu (Kap. 3.2). Dieses effektive Magnetfeld führt zu einer verstärkten Spinrelaxation über den D'yakonov-Perel'-Mechanismus (Kap. 3.5.2).

Der Grund für diese starken elektrischen Felder ist bislang noch nicht geklärt. Beim Annealing-Vorgang diffundieren Mn-Atome, die zuvor Zwischengitterplätze des GaMnAs-Kristalls besetzt haben, an die Oberfläche [Edm04]. Die abwechselnde Rot- und Blauverschiebung des Spektrums im zeitlichen Verlauf legt die Vermutung nahe, dass durch die Diffusion unterschiedliche Prozesse auftreten, die sich gegenseitig beeinflussen. Weiterführende Arbeiten können möglicherweise die Frage klären, welche Prozesse hierbei auftreten, und wie diese die GaMnAs-Schicht und die darunterliegenden Strukturen beeinflussen.

6.6 Spin-Effekte in schwachen und starken Magnetfeldern

In diesem Kapitel werden zeitaufgelöste Messungen präsentiert, welche am Mn-QW eines gedünnten beziehungsweise ungedünnten Probenstücks mit einer 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, 6% Mn) und einem von außen angelegten, transversalen Magnetfeld durchgeführt wurden. Die Messungen im schwachen Magnetfeld wurden an einem ungedünnten Probenstück in einem He-Durchflusskryostaten bei einer Temperatur von 4.3 K durchgeführt. Die mit den verwendeten Magnetspulen maximal erreichbare Feldstärke betrug 20 mT. Die Feldstärke am Ort der Probe wurde hierbei mittels eines Hall-Sensors bestimmt. Für die Messungen im starken Feld (0.5 bis 2.0 T) wurde die gedünnte Probe in einen Magnetkryostaten eingebaut und die Spindynamik in Transmission bei einer Probentemperatur von 4.7 K gemessen.

6.6.1 Paramagnetische Kopplung im schwachen Magnetfeld

Zeitaufgelöste PL-Messungen, in denen parallel zur QW-Ebene ein schwaches externes Magnetfeldern von bis zu 20 mT angelegt wurde, zeigen eine deutlich erhöhte Spinpräzessionsfrequenz (Abb. 6.35), wie sie im Vergleich zu Messungen im starken Feld (Abb. 6.29a) erst bei etwa zehnfach stärkeren Magnetfeldern zu erwarten wären. Darüber hinaus fällt auf, dass die Präzessionsfrequenz mit abnehmender Anregungsleistung zunimmt.

Der Elektronen- g -Faktor konnte in vorhergehenden TRPL-Messungen im starken Magnetfeld (Abb. 6.29b) zu $|g| = 0.2$ bestimmt werden. Nähert man die TRPL-Kurven mit einem gedämpften Cosinus an, so kann man nach Gleichung 4.10 einen effektiven g -Faktor bestimmen (Abb. 6.36a): Dieser ist bis zu zwanzigmal größer als der zuvor bestimmte Elektronen- g -Faktor und nimmt mit zunehmender Anregungsleistung und Magnetfeld ab. Der g -Faktor ist vergleichbar mit dem von ionisierten Mangan-Ionen in GaAs (≈ 2 [Kar82]), was auf eine Wechselwirkung zwischen den Mn-Ionen und den Spins der Elektronen hindeutet. Betrachtet man hingegen den g -Faktor als konstant, so kann man über die Präzessionsfrequenz auf ein effektives Magnetfeld zurückrechnen (Abb. 6.36b). Dabei fällt insbesondere auf, dass dieses effektive Feld mit zunehmender Anregungsleistung abnimmt und mit zunehmenden externen Feld ein Sättigungsverhalten aufzeigt – mit Sättigungsfeldern von mehr als 200 mT.

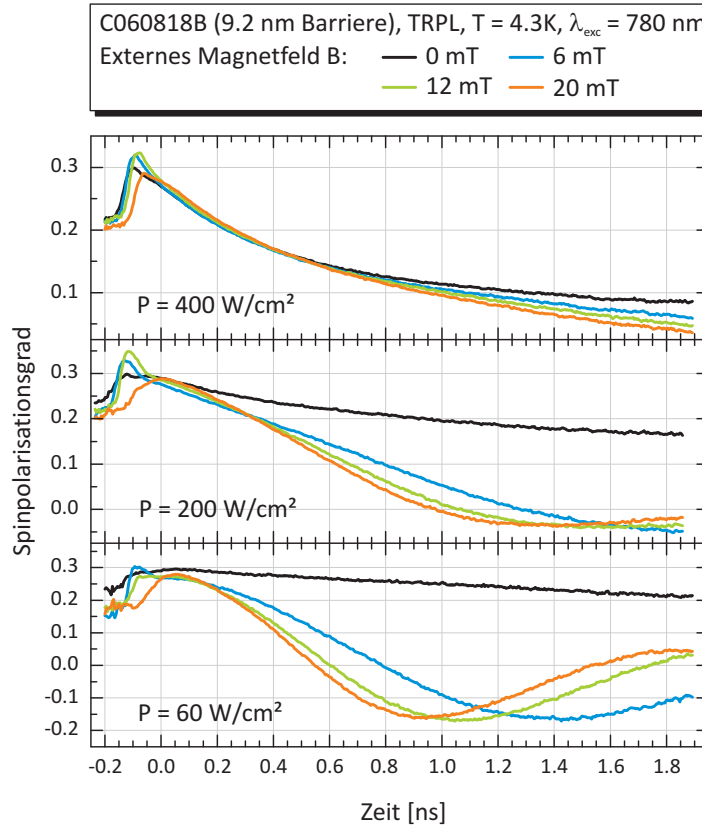


Abbildung 6.35: Magnetfeldabhängige TRPL-Messungen am Mn-QW eines ungedünnten Probenstücks mit 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, keilförmige Barriere, 6% Mn) und einem von außen angelegten transversalen Magnetfeld von bis zu 20 mT und einer Anregungsleistung von 60, 200 und 400 W/cm². Die Präzession weist eine deutlich höhere Frequenz auf als man für die tatsächlich angelegten Felder erwarten würde, was auf effektive Magnetfelder in der Probe hindeutet. Dieses effektive Magnetfeld nimmt mit zunehmender Anregungsleistung ab.

Das hohe effektive Magnetfeld deutet auf eine paramagnetische Ausrichtung der magnetischen Momente der Mangan-Störstellen im QW im externen Magnetfeld hin: Diese Ausrichtung führt zu einem zusätzlichen Magnetfeld im QW, wodurch die Präzessionsfrequenz der Elektronen im QW zunimmt. Das effektive Magnetfeld beziehungsweise die effektive Magnetisierung M aufgrund der paramagnetischen Wechselwirkung lässt sich allgemein mittels einer Brillouin-Funktion beschreiben [Kit06]:

$$M \propto B_{\text{Sätt}} \cdot B_J(x) \quad \text{mit } x = \frac{g\mu_B B}{k_B T} \quad (6.2)$$

$B_{\text{Sätt}}$ ist dabei das maximal erreichbare (Sättigungs-)Feld und $B_J(x)$ die Brillouin-Funktion mit Spin J . Die aus den TRPL-Messungen bestimmten effektiven Felder lassen sich hierbei sehr gut mittels einer $B_{5/2}$ -Funktion annähern⁹ (Abb. 6.36b). Das Sättigungsverhalten lässt sich somit aufgrund der endlichen Anzahl an Mn-Atomen im QW erklären und deutet auf eine Ausrichtung der Mn-Spins im äußeren Magnetfeld hin. In Mn-modulationsdotierten zweidimensionalen Lochsystemen konnte

⁹Mn besitzt ein magnetisches Moment von 5/2 [Pog05].

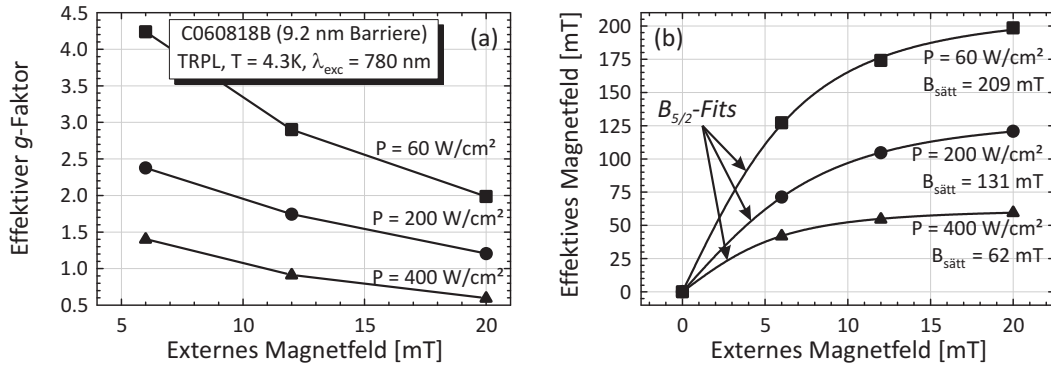


Abbildung 6.36: (a) Effektiver g -Faktor und (b) effektives Magnetfeld aus TRPL-Messungen am Mn-QW eines ungedünnten Probenstücks mit einer 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, keilförmige Barriere, 6% Mn) und einem von außen angelegten transversalen Magnetfeld von bis zu 20 mT und einer Anregungsleistung von 60, 200 und 400 W/cm².

ebenfalls ein paramagnetisches Verhalten, welches einer Wechselwirkung der freien Löchern mit dem magnetischen Moment der lokalisierten Mn-Ionen zugeschrieben wurde, beobachtet werden [Wur09].

Eine mögliche Erklärung für die Abnahme der effektiven Magnetfelder mit steigender Anregungsleistung liefert die $1/T$ -Abhängigkeit des Curie-Gesetzes: Die Erhöhung der Anregungsleistung bewirkt durch Aufheizen eine Temperaturzunahme in der Probe. Denkbar wäre ebenfalls, dass Abschirmungseffekte die paramagnetische Wechselwirkung reduzieren: Mit steigender Anregungsleistung nimmt die Ladungsträgerdichte im Mn-QW zu, was zu einer Abschirmung der Mn-Atome im QW führen könnte. Durch die Abschirmung wird der Einfluss der Mn-Momente auf das Spinensemble reduziert.

In ergänzenden Messungen im Magnetkryostaten bei externen Feldern von mehr als 20 mT konnten diese hohen effektiven Magnetfelder nicht reproduziert werden. Die genauen Umstände hierfür sind bislang ungeklärt [Feh09]. Daher bieten sich temperaturabhängige Messungen mit stärkeren Magnetfeldspulen zur weiteren Untersuchung des paramagnetischen Verhaltens an.

6.6.2 Dynamische Kernspinpolarisation im starken Magnetfeld

In diesem Kapitel werden TRFR-Messungen diskutiert, bei denen die Probe um einen definierten Winkel Θ gegenüber dem von außen angelegten Magnetfeld \mathbf{B} beziehungsweise dem Pump-Strahl verkippt wurde (Abb. 6.37a).

In Abbildung 6.37b sind TRFR-Messungen gezeigt, welche am Mn-QW eines gedünnten Probenstücks mit einer 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, 6% Mn) und einer Probentemperatur von $\approx 4 \text{ K}$ durchgeführt wurden. Im unverkippten Fall ($\Theta = 0$) und bei einem Magnetfeld von 1 T lässt sich die Larmorfrequenz bei sowohl rechts- als auch linkszirkular polarisierter Anregung zu $\nu_L \approx 3.1 \text{ GHz}$ bestimmen. Für einen endlichen Verkippfungswinkel ($\Theta = 3^\circ$) ergibt sich ein abweichendes Bild: Bei linkszirkular polarisierter Anregung (σ^+) beobachtet man eine Zunahme der Larmorfrequenz auf 3.6 GHz. Bei rechtszirkular polarisierter Anregung (σ^-) beträgt diese nur 2.1 GHz, wobei dem Signal zusätzlich eine nicht-oszillierende, exponentiell abfallende Komponente überlagert ist (Abb. 6.37b).

Die Messungen von G. Salis *et al.* [Sal01a] zeigen ein ähnliches Verhalten (Abb. 6.38), allerdings

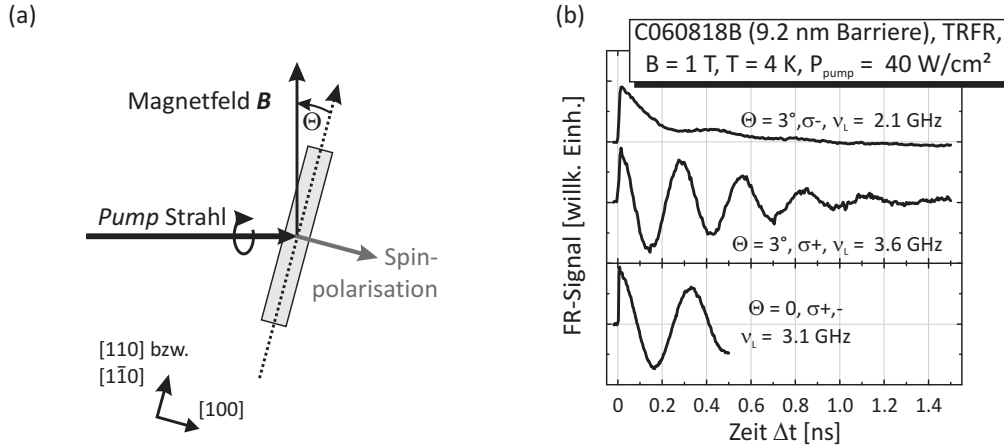


Abbildung 6.37: (a) Verkipfung der Probe um den Winkel Θ gegenüber dem einfallenden Pump-Strahl beziehungsweise dem externen Magnetfeld B . (b) TRFR-Messungen am Mn-QW einer gedünnten Probe mit einer 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, keilförmige Barriere, 6% Mn) bei $B = 1 \text{ T}$ im verkippten ($\Theta = 3^\circ$) und unverkippten Fall ($\Theta = 0^\circ$).

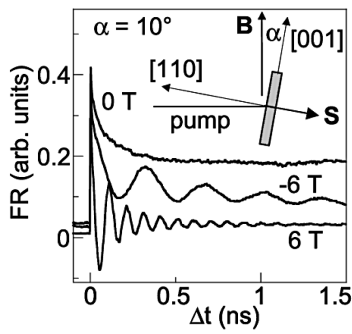


Abbildung 6.38: TRFR-Messungen an einer 2DEG-Probe mit einem Verkipfungswinkel von 10° bei einem Magnetfeld von 0, -6 und +6 T (aus [Sal01a]). Die Richtung des effektiven Kernfeldes wurde im Gegensatz zu den Messungen in dieser Arbeit nicht über den Drehsinn der Zirkularpolarisation variiert, sondern durch die Richtungsänderung des äußeren Magnetfeldes.

wird dort nicht der Drehsinn der Zirkularpolarisation verändert, sondern die Richtung des externen Magnetfeldes. Die deutliche Änderung der Larmorfrequenz lässt sich durch die dynamische Kernspinpolarisation (engl. *dynamic nuclear polarisation*, DNP) erklären: Die Spinpolarisation der Elektronen führt aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung $A \mathbf{I} \cdot \mathbf{S}$ zwischen dem Elektronenspin \mathbf{S} und Kernspin \mathbf{I} zu einer Spinpolarisation der Atomkerne (Overhauser-Effekt¹⁰ [Ove53]). Eine mittlere Kernspinpolarisation $\langle \mathbf{I} \rangle$ verursacht wiederum ein effektives Kernmagnetfeld \mathbf{B}_n :

$$\mathbf{B}_n = A \langle \mathbf{I} \rangle / g\mu_B \quad (6.3)$$

Der Unterschied in der Larmorfrequenz bei einer Anregung mit linkszirkular oder rechtszirkular polarisiertem Licht lässt sich durch die Verkipfung der Probe bezüglich des externen Magnetfeldes erklären (Abb. 6.39): Der zirkular polarisierte Pump-Strahl erzeugt eine Spinpolarisation der Ladungsträger, die je nach Helizität in (rechtszirkular polarisiert, σ^-) oder entgegengesetzt (linkszirkular polarisiert, σ^+) zur Ausbreitungsrichtung des Pump-Strahls orientiert ist. Aufgrund des großen Brechungsindex

¹⁰Der erste Nachweis einer Ausrichtung der Kernspins durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht in Festkörpern gelang durch G. Lampel [Lam68].

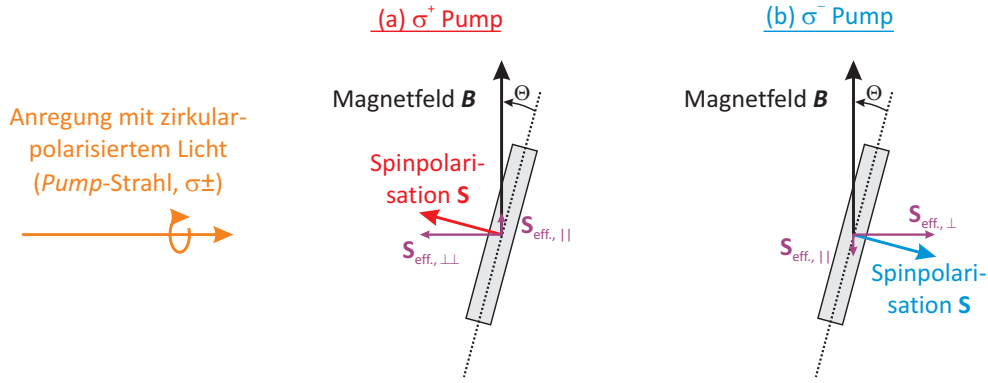


Abbildung 6.39: Das einfallende zirkular polarisierte Licht führt in der Probe zu einer Spinpolarisation \mathbf{S} , welche (anti-)parallel zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes steht. Wird die Probe gegenüber dem äußeren Magnetfeld \mathbf{B} verkippt, so kann man die Spinpolarisation in Komponenten senkrecht ($\mathbf{S}_{\text{eff}, \perp}$) und parallel ($\mathbf{S}_{\text{eff}, \parallel}$) zum äußeren Magnetfeld zerlegen. Bei Anregung mit (a) linkszirkular bzw. (b) rechtszirkular polarisiertem Licht zeigt $\mathbf{S}_{\text{eff}, \parallel}$ parallel bzw. anti-parallel zum äußeren Magnetfeld.

von GaAs¹¹ ist die Richtung der Spinpolarisation nahezu senkrecht zur QW-Ebene, wodurch sich eine effektive Spinpolarisation senkrecht ($\mathbf{S}_{\text{eff}, \perp}$) und (anti-)parallel ($\mathbf{S}_{\text{eff}, \parallel}$) zum äußeren Magnetfeld \mathbf{B} ergibt. Die Komponente, die (anti-)parallel zum äußeren Magnetfeld steht, führt aufgrund des Overhauser-Effektes zu einer Polarisation der Kernspins, und damit zu einem magnetischen Kernfeld \mathbf{B}_n , welches dem externen Feld überlagert ist. Das Kernfeld \mathbf{B}_n lässt sich somit durch Messung der Larmorfrequenz ν_L bestimmen [Pag84]:

$$\nu_L = \frac{g_L \mu_B (B + B_n)}{h} \quad (6.4)$$

Im Folgenden wird der Einfluss der Anregungsleistung und des externen Magnetfeldes auf die Stärke des Kernfeldes näher untersucht. In Abbildung 6.40 sind leistungsabhängige TRFR-Messungen (8 W/cm^2 bis 120 W/cm^2) bei einem Magnetfeld von 1 T gezeigt. Bei linkszirkular polarisiertem (σ^+) Pump-Strahl nimmt die Larmorfrequenz mit steigender Anregungsleistung zu, während diese mit rechtszirkular polarisiertem (σ^-) Pump-Strahl abnimmt. Die nichtoszillierende Komponente tritt besonders bei Anregung mit rechtszirkular polarisiertem Licht mit zunehmender Anregungsleistung immer stärker hervor. Diese Komponente könnte durch einen longitudinalen Anteil des Kernmagnetfeldes hervorgerufen werden [Sal01a]. Um nun das effektive Kernfeld bestimmen zu können, wurden aus den Messdaten die Präzessionsfrequenzen extrahiert. Die TRFR-Kurven lassen sich sehr gut mit folgender Gleichung annähern:

$$P(\Delta t) = P_1 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_1}\right) + P_2 \exp\left(-\frac{\Delta t}{\tau_2}\right) \cdot \cos(2\pi\nu_L \Delta t) \quad (6.5)$$

$P(\Delta t)$ entspricht hierbei der absoluten Spinpolarisation, welche proportional zum TRFR-Signal ist. Aus der Larmorfrequenz lässt sich zusammen mit dem zuvor ermittelten g -Faktor ($|g| = 0.224$,

¹¹Größer als 3.5 bei der verwendeten Anregungswellenlänge von 803 nm [Ada85]

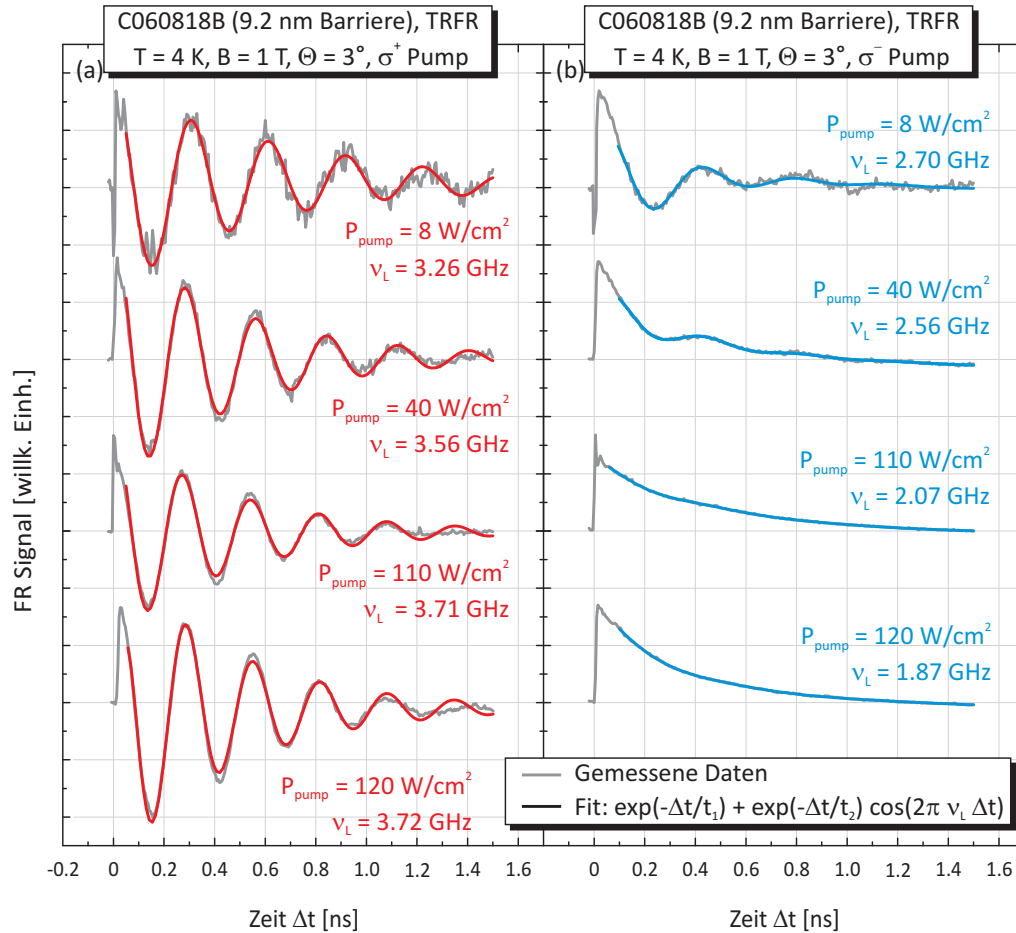


Abbildung 6.40: TRFR-Messungen am Mn-QW einer gedünnten Probe mit 9.2 nm dicken Barriere (C060818B, keilförmige Barriere, 6% Mn) bei $B = 1$ T, Verkippungswinkel von $\Theta = 3^\circ$ und einer Anregungsleistung von 8 W/cm^2 bis 120 W/cm^2 . Anregung mit links- (a) und rechtszirkular polarisiertem Pump-Strahl (b).

Abb. 6.28b) und Gleichung 6.4 das effektive Kernfeld B_n berechnen. In Abbildung 6.41 sind die effektiven Kernfelder in Abhängigkeit von der Anregungsleistung, Drehsinn des Zirkularpolarisationsgrades und dem externen Magnetfeld aufgetragen. Die Messpunkte wurden jeweils für festes Magnetfeld und Helizität mit steigender Anregungsleistung aufgenommen: Da die Zeitkonstante für die dynamische Kernspinpolarisation typischerweise im Bereich von Sekunden bis Minuten liegt [Dya06], wurde im Anschluss an eine Messung die Anregungsleistung erhöht und nach einer Wartezeit von mindestens 10 Minuten die nächste Messung gestartet. Das negative Vorzeichen des Magnetfeldes bei Anregung mit rechtszirkular polarisiertem Laserlicht bedeutet hierbei, dass das Kernfeld antiparallel zum äußeren Magnetfeld orientiert ist. Bei Anregung mit linkszirkular polarisiertem Laser ist das Kernfeld parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert. Mit steigender Anregungsleistung und externem Magnetfeld nimmt das effektive Kernfeld zu und scheint ein Sättigungsverhalten aufzuweisen (Abb. 6.41a, b). Die Datenpunkte in Abbildung 6.41b lassen sich mittels einer Brillouin-Funktion $B_{3/2}(B)$ sehr gut annähern – die Atome in GaAs besitzen ein magnetisches Kernmoment von $3/2$ [Kik00].

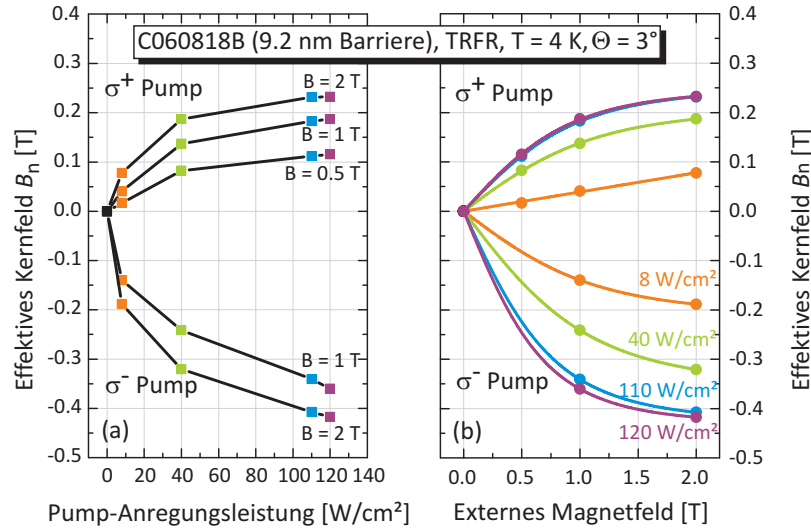


Abbildung 6.41: Dynamische Kernspinpolarisation: (a) Stärke des Kernfeldes B_n in Abhängigkeit von der Anregungsleistung. Der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Messungen betrug ca. 10 Minuten. (b) Stärke des Kernfeldes B_n in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Die durchgezogenen Linien stellen einen Fit mit einer Brillouin-Funktion ($B_{3/2}$) dar. Bei einem Magnetfeld von $B = 0.5$ T konnte bei rechtszirkular polarisierter Anregung (σ^-) keine Schwingungsperiode und somit kein Kernfeld bestimmt werden.

Da das Kernfeld proportional zur mittleren Elektronenspinpolarisation ist, und diese Polarisation mit steigendem Magnetfeld aufgrund der stärkeren Dephasierung abnimmt (Abb. 6.28c), würde man eine Abnahme des Kernfeldes erwarten. Im Falle einer langen Spinlebensdauer würde sich allerdings die effektive Spinpolarisation aufgrund der Präzession um das externe Magnetfeld herausmitteln. Somit führt erst die Spinrelaxation zu einer effektiven mittleren Elektronenspinpolarisation. Der im Pulsbetrieb mit einer Repetitionsrate von 82 MHz arbeitende Laser erzeugt somit eine stetige, wenn auch nur kleine, effektive Spinpolarisation, welche über die Hyperfeinwechselwirkung schließlich zu einer effektiven Polarisation der Kernspins führt. Auffallend ist zudem, dass mit rechtszirkular polarisiertem Pump-Strahl (σ^-) das resultierende Kernfeld fast doppelt stark ist als mit linkszirkular polarisiertem Pump-Strahl (σ^+). Diese Beobachtung lässt sich durch die Präzession der Elektronenspins erklären: Unter rechtszirkular polarisierter Anregung (Abb. 6.40b) führt die DNP zu einem effektiven Feld antiparallel zum externen Magnetfeld – die Präzessionsfrequenz der Elektronenspins nimmt ab, wodurch die effektive Spinpolarisation und somit wiederum das effektive Kernfeld stärker zunimmt als unter linkszirkular polarisierter Anregung.

An Probenstücken mit kürzerer Elektronenspinlebensdauer konnte die dynamische Kernspinpolarisation nicht, beziehungsweise nicht so deutlich, wie in den zuvor gezeigten Messungen beobachtet werden. Aufgrund der Präzession führt allerdings eine lange Spinrelaxationszeit zu einer sehr geringen mittleren Spinpolarisation. Die lange Spinlebensdauer in den GaAs/AlGaAs/GaMnAs QW-Strukturen hat somit nur indirekt einen Einfluss auf die Stärke der DNP: Die Spinlebensdauer nimmt aufgrund der Mn-Störstellen über den D'yakonov-Perel'-Mechanismus zu (Kap. 6.3.3). An diesen Störstellen können Ladungsträger lokalisieren (z.B. Kap. 6.2.2), wodurch der größere räumliche Überlapp der

Wellenfunktionen von Elektronen und Atomkernen zu einer stärkeren Hyperfeinwechselwirkung führt – und damit zu einer effektiven Kernspinpolarisation.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Spindynamik von zweidimensionalen Lochsystemen untersucht. Die Ladungsträgerdichten in den untersuchten Quantenwell-Strukturen wurden dabei so gewählt, dass sie optische Messungen im exzitonischen Regime ermöglichen. In Photolumineszenzuntersuchungen konnten positiv geladene Trionen, das heisst positiv geladene Exzitonen, nachgewiesen werden. Mit steigender Anregungsleistung kann die Photolumineszenz des neutralen Exzitons beobachtet werden. Aufgrund der endlichen Anzahl an freien Löchern im Quantenwell kann auch nur eine endliche Anzahl an Trionen erzeugt werden, wodurch die Photolumineszenz der Trionen bei steigender Anregungsleistung in Sättigung geht und die des neutralen Exzitons das Spektrum dominiert.

Mittels zeitaufgelöster Faradayrotationsmessungen wurde die Spindynamik der Ladungsträger im Quantenwell eingehend untersucht. Um die Elektronen- und Lochspinkomponenten zu identifizieren, wurde ein hohes externes Magnetfeld parallel zur Quantenwell-Ebene angelegt. Die unterschiedlichen g -Faktoren der Elektronen und Löcher führen zu unterschiedlichen Präzessionsfrequenzen, wodurch Elektronen- und Lochspin eindeutig identifiziert werden können. Man beobachtet, dass die Lebensdauer des Lochspins eine sehr starke Temperaturabhängigkeit aufweist: So wurde in den untersuchten Proben eine langlebige Lochspinkomponente im Signal nur bei sehr tiefen Temperaturen und niedriger Anregungsleistung beobachtet. Bei einer Temperatur von 4.7 K konnte nur der Elektronenspin beobachtet werden, dessen Lebensdauer vorrangig durch die Rekombinationszeit der optisch generierten Elektron-Loch-Paare limitiert ist. Bei einer Temperatur von 1.2 K kann man bei den untersuchten Proben eine zweite, langlebige Oszillation beobachten. Diese ist der durch den Elektronenspin verursachten Oszillation überlagert und hat eine deutlich größere Periode. Aufgrund des g -Faktors kann man diese Oszillation dem Lochspin zuordnen. Erniedrigt man die Temperatur weiter auf 0.4 K, so ist das Signal des Lochspins deutlicher ausgeprägt und weist eine größere Lebensdauer auf. Variiert man die Intensität des Pump-Strahls, so beobachtet man eine deutliche Abnahme der Lochspinlebensdauer mit steigender Pump-Intensität. Dieses Verhalten deutet auf eine zunehmende Lokalisierung der Löcher bei tieferer Temperatur hin. Lokalisierung kann an Störstellen und Potentialfluktuationen aufgrund von inhomogen verteilten ionisierten Akzeptoren in der Dotierschicht und an Monolagenfluktuationen an den Grenzflächen stattfinden. Der Impuls k der lokalisierten Löcher geht damit gegen Null. Da für kleine k die Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung am größten ist, wird somit die Spinrelaxation über Spin-Flip-Vorgänge aufgrund der Spin-Bahnwechselwirkung effektiv unterdrückt. In Quantenwells ist die Schwerloch-Leichtloch-Entartung am Γ -Punkt aufgehoben. Diese Aufspaltung ist umso stärker, je geringer die Quantenwell-Breite ist. Dadurch werden Spin-Flip-Prozesse aufgrund der Streuung zwischen Schwerloch- und Leichtloch-Zuständen zunehmend unterdrückt, was zu einer Verlängerung der Lochspinrelaxations- und Dephasierungszeiten führt.

Der g -Faktor der Löcher ist stark anisotrop. Durch ein gezieltes Verkippen der Probe zum externen Magnetfeld konnte diese Anisotropie bestätigt werden: Die zur Wachstumsrichtung senkrecht stehende

Komponente des Loch- g -Faktors ist deutlich kleiner als jene parallel zur Wachstumsrichtung. Allerdings zeigen sich im Vergleich mit Literaturwerten teilweise deutliche Abweichungen, deren Ursachen noch ungeklärt sind. In diesem Zusammenhang versprechen Messungen an Lochsystemen in (311)A-orientierten Quantenwells interessante Einblicke: Der Loch- g -Faktor ist hier auch in der Quantenwell-Ebene stark anisotrop und deutlich größer als in (100)-orientierten Quantenwells [Pap00].

In ergänzenden Messungen konnte mittels einer angelegten Gate-Spannung der Loch- g -Faktor variiert werden [Kug09b] und eine Verlängerung der Relaxationszeit des Lochspins durch eine steigende Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung aufgrund einer weiteren Verringerung der Quantenwell-Breite erreicht werden [Kor09]. Ebenso bestätigten weitere Messungen mit unterschiedlichen Verkipfungswinkeln die Anisotropie des Loch- g -Faktors [Kor09]. Die Bestimmung der Komponenten des Loch- g -Faktors, insbesondere der Komponente parallel zur Wachstumsrichtung, bedarf weiterer Untersuchungen, um Unstimmigkeiten mit Literaturwerten zu klären.

In weiterführenden Arbeiten sind beispielsweise spannungsabhängige Messungen der Lochspinrelaxation, welche durch eine Spannung zwischen einem metallischen Gate auf der Probenoberfläche und dem 2DHG realisiert werden könnten, denkbar: Das Anlegen einer kleinen Spannung erlaubt es, die Dichte der freien Löcher im zweidimensionalen Lochsystem zu variieren. Außerdem kann durch die Position der Dotierschicht [Lec09] oder durch eine äußere Spannung die von der Dotierung verursachte Asymmetrie des Quantenwells verändert werden. Dadurch könnte die Wellenfunktion der Löcher näher an den Rand des Quantenwells verschoben werden, und somit die Wahrscheinlichkeit für die Lokalisierung erhöht werden.

Einen weiteren Aspekt dieser Arbeit stellen Untersuchungen an GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen dar. Dabei wurde gezeigt, dass Mangan-Atome aus der GaMnAs-Schicht durch das Barrierenmaterial in den darunterliegenden Quantenwell diffundieren und sich dort signifikant auf dessen optische und elektrische Qualität auswirken. Die Mangan-Atome im Quantenwell führen zu einer spektralen Verbreiterung und teilweisen Unterdrückung der Photolumineszenz. Unter schwacher Anregung und bei tiefer Temperatur dominieren an Störstellen gebundene Exzitonen die Photolumineszenz. Mit zunehmender Anregungsleistung werden diese Störstellen gesättigt und die Photolumineszenz der freien Exzitonen nimmt zu. Bei stärkerer Anregung scheinen zusätzliche Tunnelprozesse der Ladungsträger in beziehungsweise durch die Barriere eine Rolle zu spielen. Simulierte Bandstrukturen legen den Schluss nahe, dass es sich hierbei hauptsächlich um Löcher handelt. Neben der Photolumineszenz von Exzitonen in den Quantenwells, sowie im GaAs-Substrat war zusätzlich eine schwächer ausgeprägte Lumineszenz bei ≈ 850 nm zu erkennen: Diese kann man tiefen Störstellen zuschreiben, die durch Mangan-Atomen auf Zwischengitterplätzen verursacht wird. Aus den Ergebnissen der Photolumineszenzmessungen lässt sich weiterhin folgern, dass eine $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Barriere, die zum einen bei tiefer Temperatur gewachsen wird, und zum anderen einen hohen Aluminium-Anteil besitzt, eine effektive Diffusionsbarriere für Mangan-Atome aus der GaMnAs-Schicht darstellt.

Die Mangan-Diffusion hat einen direkten Einfluss auf die Ladungsträger- und Spindynamik. Diffundierte Mangan-Atome besetzen Zwischengitterplätze des GaAs-Kristalls und können dort als zweifache Donatoren im thermischen Gleichgewicht Elektronen abgeben. Werden nun Elektron-Loch-Paare durch optische Anregung erzeugt, so können an den positiv geladenen Mangan-Ionen Elektronen lokalisieren, während die Löcher noch frei beweglich sind und somit der räumliche Überlapp von Elektronen- und Loch-Wellenfunktionen reduziert wird – die Rekombinationsrate nimmt ab, die Photolumineszenz-

lebensdauer zu.

Die Mangan-Atome im Quantenwell bewirken neben einer Verlängerung der Photolumineszenz-Lebensdauer eine Zunahme der Spinrelaxationszeit der photogenerierten Elektronen: Dabei kann mit steigender Mangan-Störstellendichte eine stete Zunahme der Spinrelaxationszeit beobachtet werden. Die Zunahme der Spinlebensdauer lässt sich durch den D'yakonov-Perel'-Mechanismus, der in nominell undotierten beziehungsweise leicht n -dotierten GaAs-Systemen den dominierenden Spinrelaxationsmechanismus darstellt, im Zusammenspiel mit Mangan-Störstellen im Quantenwell erklären. Die diffundierten Mangan-Atome in den Quantenwells fungieren als Streuzentren. Im *motional narrowing*-Regime des D'yakonov-Perel'-Mechanismus ist die Spinrelaxationszeit der Elektronen indirekt proportional zur Impulsstreuzeit: Eine höhere Mangan-Dichte im Quantenwell bewirkt somit eine kürzere Impulsstreuzeit und somit eine Verlängerung der Spinrelaxationszeit. Hierbei konnte ein Anstieg der Spinrelaxationszeiten auf mehr als 10 ns beobachtet werden. Vergleichbare Spinrelaxationszeiten in Referenzstrukturen lagen bei ca. 200 ps, was einem Anstieg um den Faktor 50 entspricht.

Aufgrund der linearen Abhängigkeit der Larmorfrequenz vom externen Magnetfeld lässt sich durch Vergleich mit Literaturwerten eine Obergrenze der Mangan-Konzentration von 0.007 % abschätzen, welche mit den durchgeführten Bandstruktursimulationen konsistent ist. Mit steigendem Magnetfeld kann man eine deutliche Abnahme der Elektronenspinlebensdauer beobachten. Dieses Verhalten kann erneut den Mangan-Störstellen im Quantenwell zugeschrieben werden, welche durch eine inhomogene Verteilung im Quantenwell lokale g -Faktor-Fluktuationen bewirken. Diese g -Faktor-Fluktuationen führen zu einer Dephasierung der Elektronenspins.

Die Zerfallszeit der optisch erzeugten Spinpolarisation ist mit der Photolumineszenzlebensdauer beziehungsweise der Rekombinationszeit der Ladungsträger vergleichbar. Die zugehörigen Spinrelaxationszeiten hingegen sind deutlich größer: Die Lebensdauer der Spinpolarisation ist durch die Ladungsträgerrekombination und nicht durch die Spinrelaxation limitiert – ein Verhalten, welches auf undotierte beziehungsweise nur schwach dotierte Quantenwells hindeutet. Bandstrukturberechnungen deuten ebenfalls darauf hin, dass die Störstellendichte in den Quantenwells somit nicht ausreichend hoch ist um eine signifikante, diffusions-induzierte Dotierung zu bewirken.

Die Curie-Temperatur von GaMnAs-Schichten lässt sich mittels thermischen Ausheizens (annealing) erhöhen. Hierbei diffundieren Mangan-Atome auf Zwischengitterplätzen an die Oberfläche – die effektive Lochdichte in der GaMnAs-Schicht und damit die Curie-Temperatur nimmt zu. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen zur zeitaufgelösten Photolumineszenz konnte während des Annealings keine signifikante, zusätzliche Diffusion von Mangan-Atomen aus der GaMnAs-Schicht in die darunterliegenden Strukturen beobachtet werden. Allerdings hat das Ausheizen einen direkten Einfluss auf die Photolumineszenz- und Spinlebensdauer, was dem Auftreten hoher elektrischer Felder zugeschrieben wird, deren Ursache bislang ungeklärt ist und weiterer Untersuchungen bedarf.

In Quantenwells mit einer hohen Mangan-Störstellenkonzentration konnte in schwachen Magnetfeldern ein paramagnetisches Verhalten beobachtet werden: Die Präzession der Elektronenspins weist eine deutlich höhere Larmorfrequenz auf, als man für die tatsächlich angelegten Felder erwarten würde, was auf effektive Magnetfelder in der Probe zurückzuführen ist. Das effektive Magnetfeld nimmt mit steigender Anregungsleistung ab, mit steigendem externen Magnetfeld hingegen zu und weist bei höheren Feldern ein Sättigungsverhalten auf. Diese Magnetfelder deuten auf eine paramagnetische

Ausrichtung der magnetischen Momente der Mangan-Störstellen im Quantenwell hin: Die Ausrichtung führt zu einem zusätzlichen Magnetfeld im Quantenwell, was sich insbesondere durch eine erhöhte Präzessionsfrequenz der Elektronenspins im Quantenwell äußert.

Im starken Magnetfeld konnte die dynamische Kernspinpolarisation beobachtet werden. Die Probe wurde hierbei gegenüber dem äußeren Magnetfeld verkippt. Anregung mit zirkular polarisiertem Laserlicht führt aufgrund der Verkipfung zu einer effektiven Elektronenspinpolarisation, die (anti-)parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert ist. Die Spinpolarisation der Elektronen kann nun über die Hyperfeinwechselwirkung zwischen Elektronenspin und Kernspin zu einer Spinpolarisation der Atomkerne führen. Die Kernspinpolarisation verursacht wiederum ein effektives Kernmagnetfeld, welches je nach Drehsinn des zirkular polarisierten Laserlichts (anti-)parallel zum äußeren Magnetfeld orientiert ist. Da das Kernfeld dem externen Feld überlagert ist, führt dieses je nach Orientierung zu einer Zunahme oder Abnahme der Larmorfrequenz – durch Messung der Larmorfrequenz lässt sich somit auf das effektive Kernfeld zurückrechnen. Man beobachtet mit steigendem externen Magnetfeld und mit steigender Anregungsleistung eine Zunahme des Kernfeldes. Dieses erreicht hierbei Feldstärken von knapp 0.5 T und weist mit steigendem externen Feld ein Sättigungsverhalten auf.

Über die spektralen Eigenschaften, sowie die Spin- und Ladungsträgerdynamik kann das Diffusionsverhalten von Mangan-Atomen aus einer GaMnAs-Schicht in darunterliegende Strukturen qualitativ untersucht werden. Die diffundierten Mangan-Atome bewirken interessante Effekte, die Raum für weitere Untersuchungen lassen:

Durch Absorptionsmessungen können die optisch erzeugten Ladungsträgerdichten bestimmt werden. Zieht man hierzu das Sättigungsverhalten der Mangan-Störstellen in Photolumineszenz-Experimenten zu Hilfe, so könnte die Mangan-Konzentration im Quantenwell genauer abgeschätzt werden. Durch eine höhere Probentemperatur könnten die tiefen Donatorzustände im Quantenwell ionisiert werden, somit Ladungsträger freigesetzt werden und eine effektive n -Dotierung bewirken.

Beim Annealing scheinen hohe elektrische Felder aufzutreten, deren Ursache noch ungeklärt ist. Allerdings liegt die Vermutung nahe, dass diese Felder durch die Mangan-Diffusion verursacht wird. In ersten Experimenten wurde versucht, diese Effekte nicht durch Mangan-Dotierung in den Quantenwells, sondern durch beidseitige Kontaktierung eines gedünnten Probenstücks und Anlegen einer äußeren Spannung von bis zu 20 V zu reproduzieren. Die Spannung fällt hierbei allerdings über der gesamten gewachsenen Schicht mit einer Dicke von etwa 2 μm ab, wodurch die erreichbare Feldstärke zu gering ist: In Photolumineszenz- und zeitaufgelösten Faradayrotationsmessungen konnte kein Einfluss der äußeren Spannung beobachtet werden. Um den Abstand zwischen den Gates zu verringern, könnte man beispielsweise in die Barriere zwischen den beiden Quantenwells eine Dotierschicht einbringen. Hierbei bieten sich zusätzlich Versuche zur elektrischen Spininjektion an – um beispielsweise Spin-LED-Strukturen zu realisieren.

Weitere vielversprechende Untersuchungen bieten sich für die paramagnetische Wechselwirkung im Quantenwell an. Temperaturabhängige Messungen mit stärkeren Magnetfeldspulen wären eine Option zur weiteren Untersuchung des paramagnetischen Verhaltens. Für die Untersuchung der dynamischen Kernspinpolarisation bieten sich schmalere Quantenwells an, so dass der Elektronen- g -Faktor und damit die Präzessionsfrequenz deutlich kleiner wird [Sne91], was wesentlich stärkere Kernfelder hervorrufen sollte.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Prinzip des Spinfeldeffektransistors	3
1.2	Spin-LED auf GaMnAs/GaAs/InGaAs Basis	4
2.1	Schematischer Aufbau einer III/V MBE-Anlage	7
2.2	GaAs-Gitterstruktur	8
2.3	Reduziertes Zonenschema von GaAs und AlAs	10
2.4	GaAs-Bandstruktur in der Nähe des Γ -Punktes	10
2.5	Verlauf der Bandlücke von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ in Abhängigkeit von der Al-Konzentration	11
2.6	Schematischer Bandverlauf einer AlGaAs/GaAs/AlGaAs-Heterostruktur	12
2.7	Schwerloch-Leichtloch-Aufspaltung in GaAs-Quantenwells	13
2.8	Schematische Darstellung von neutralen und geladenen Exzitonen	14
2.9	GaMnAs Phasendiagramm	16
2.10	Mn-Gitterpositionen in GaMnAs	17
2.11	Schematische Darstellung der ferromagnetischen Wechselwirkung in GaMnAs	19
2.12	Graphischer Verlauf des Austauschintegrals $J_{i,j}$ der RKKY-Wechselwirkung	19
2.13	Berechneter Verlauf der Curie-Temperatur in Abhängigkeit von der Löcherkonzentration in GaMnAs und ZnMnTe.	20
3.1	Dresselhaus- und Rashba-Feld im Quantenwell	23
3.2	Dipolerlaubte Übergänge von Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband unter Absorption von zirkular polarisiertem Licht	24
3.3	Abhängigkeit des Spinpolarisationsgrades der photogenerierten Elektronen und der Lumineszenz von der Anregungsenergie	25
3.4	Gemessene Elektronenspinpolarisation in einem GaAs-Quantenwell	26
3.5	Simulierter Verlauf der Spindephasierungszeit T_2^*	28
3.6	Der Elliott-Yafet-Mechanismus	29
3.7	Der D'yakonov-Perel'-Mechanismus	30
3.8	Der Bir-Aronov-Pikus-Mechanismus	31
3.9	Lochspin-Dephasierung in einem GaAs/AlGaAs-Quantenwell	33
4.1	Prinzip der Photolumineszenz	35
4.2	Typisches Laserspektrum und Autokorrelationsmessung	36
4.3	Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie: Funktionsprinzip der Streak-Kamera	38
4.4	Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie: Zeitlich und spektraler Verlauf der Photolumineszenz	38

4.5	Zeitaufgelöste Photolumineszenz-Spektroskopie: Typische TRPL-Messkurven und daraus bestimmte Spinlebensdauer	39
4.6	Prinzip der zeitaufgelösten, differentiellen Transmission	40
4.7	Typische Pump-Probe-Messkurve	41
4.8	Prinzip der zeitaufgelösten Faraday-Rotation	42
4.9	Zeitaufgelöste Faraday-Rotation: Typische Messkurven	43
4.10	Zeitaufgelöste Faraday-Rotation: Spin-Präzession im angelgten externen Magnetfeld	44
4.11	Vergleich von TRPL mit TRKR/TRFR	46
4.12	Präparation optisch dünner Proben	47
4.13	Fertig gedünnte Probe	47
5.1	Schematischer Verlauf der Bandstruktur einer einseitig p -modulationsdotierten GaAs/AlGaAs-Quantenwell-Struktur	49
5.2	2DHG Magnetotransportmessungen	50
5.3	Leistungsabhängige Photolumineszenz an einem 2DHG	51
5.4	Temperaturabhängigkeit der Lochspin-Relaxation	53
5.5	Separation der Elektronenspin- und Lochspinkomponente	54
5.6	Elektron- und Lochspin-Dephasierungszeit in Abhängigkeit von der Temperatur	54
5.7	Abhängigkeit der Lochspinrelaxation von der Anregungsleistung	55
5.8	Magnetfeldabhängige TRFR-Messungen	57
5.9	Magnetfeldabhängigkeit der Elektron- und Lochspindephasierungszeit.	58
5.10	Lochspindephasierung in Abhängigkeit vom Magnetfeld für unterschiedliche QW-Breiten	59
5.11	Anisotropie des Loch- g -Faktors	60
5.12	Einfluss der Verkipfung der Probe gegenüber dem Magnetfeld auf den g -Faktor	60
5.13	Anisotropie des g -Faktors	61
5.14	Lochspindephasierung mit verkippten Magnetfeld	62
6.1	Proben- und Bandstruktur der untersuchten GaAs/AlGaAs/GaMnAs-Schichtstrukturen	64
6.2	Schematischer Aufbau der Probe mit keilförmig gewachsener Barriere (C060818B)	65
6.3	Abhängigkeit der Photolumineszenz von der Barrierendicke	66
6.4	Photolumineszenz-Spektren der Probe mit 3 nm Barriere (C050317A)	67
6.5	Photolumineszenz-Spektren der Probe mit 10 nm Barriere (C050414A)	68
6.6	Temperatur- und Leistungsabhängigkeit der Photolumineszenz freier und gebundener Exzitonen	69
6.7	PL-Spektren der Probe mit 10 nm Barriere und 6 % Mn-Gehalt (C071213A)	70
6.8	Photolumineszenz-spektren der Probe mit einer keilförmigen Barriere aus einem AlAs/GaAs-Übergitter (C060818B)	71
6.9	Relative PL-Intensitäten der Probe mit einer keilförmigen Barriere aus einem AlAs/GaAs-Übergitter (C060818B)	72
6.10	Photolumineszenz-Spektren der Proben mit LT-Barriere (C071213B und C071213C)	73
6.11	Relative PL-Intensitäten der Proben mit 3 % (C050414A) und 6 % Mn-Gehalt (C071213A, C071213B und C071213C)	74
6.12	Photolumineszenz-Spektren der Proben C071213A, C071213B und C071213C bei einer Anregungswellenlänge von 775 nm	75

6.13 Relative PL-Intensitäten der Proben C071213A, C071213B und C071213C bei einer Anregungswellenlänge von 775 nm	76
6.14 Simulierte Bandstrukturen der GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW-Strukturen	77
6.15 Ladungstrennung am QW aufgrund der Mn-induzierten Bandverbiegung	78
6.16 PL-Messungen an Mn-dotierten GaAs-Volumenmaterial	79
6.17 PL-Messungen von tiefen Störstellen durch Mn-Interstitials	80
6.18 Tiefe Mn-Störstellenniveaus in der Bandlücke des QWs	81
6.19 TRFR-Messungen an der Probe mit 10 nm Barriere (C050414A)	83
6.20 TRKR-Messungen an Mn-dotierten GaAs-QWs	84
6.21 TRPL-Messungen an der Probe mit 10 nm Barriere (C050414A)	84
6.22 TRPL-Messungen an Probenstücken mit einer 10 nm dicken Barriere und 6 % Mn Gehalt (C071213A, C071213B und C071213C)	86
6.23 TRKR-Messungen an Probenstücken mit einer 10 nm dicken Barriere und 6 % Mn Gehalt (C071213A, C071213B und C071213C)	88
6.24 TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B)	91
6.25 TRPL-Messungen an der Probe mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B, dünne Barriere): Leistungsabhängigkeit der PL-Lebensdauer	92
6.26 TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B): Leistungsabhängigkeit der Spinlebensdauer	93
6.27 TRPL-Messungen an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B): Leistungsabhängigkeit der PL- und Spinlebensdauer	94
6.28 TRFR-Messungen an gedünnten Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B)	95
6.29 Magnetfeldabhängige TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.2 nm Barriere, 6% Mn)	96
6.30 (TR)PL-Messungen an der Probe C060818B (9.5 nm Barriere, 6% Mn): Einfluss von lokalisierten Zuständen	98
6.31 TRPL-Messungen an der Probe C060818B: Anfangsspinpolarisationsgrad	99
6.32 Zeitaufgelöste differentielle Reflexion und Kerr-Rotation an Probenstücken mit keilförmiger Barriere und 6% Mn-Gehalt (C060818B): Leistungsabhängigkeit der Ladungsträger- und Spinlebensdauern	101
6.33 Einfluss des Annealings auf die PL einer Probe mit 5 nm HT- und 5 nm LT-Al _{0.3} Ga _{0.7} As-Barriere (C071213C)	103
6.34 Einfluss des Annealings auf die Spin- und PL-Lebensdauer einer Probe mit 5 nm HT- und 5 nm LT-Al _{0.3} Ga _{0.7} As-Barriere (C071213C)	104
6.35 TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.2 nm Barriere, 6% Mn) im schwachen Magnetfeld	106
6.36 TRPL-Messungen an der Probe C060818B (9.2 nm Barriere, 6% Mn) im schwachen Magnetfeld: Paramagnetisches Verhalten	107
6.37 Dynamische Kernspinpolarisation: TRFR-Messungen mit einer gegenüber dem Magnetfeld verkippten Probe.	108

6.38 Dynamische Kernspinpolarisation: TRFR-Messungen an einer gegenüber dem externen Magnetfeld verkippten 2DEG-Probe	108
6.39 Dynamische Kernspinpolarisation: Richtungsabhängigkeit der optisch erzeugten Spinpolarisation vom Drehsinn des zirkular polarisiertem Lichts.	109
6.40 Dynamische Kernspinpolarisation: Leistungsabhängige TRFR-Messungen mit einer gegenüber dem Magnetfeld verkippten Probe.	110
6.41 Dynamische Kernspinpolarisation: Stärke des Kernfeldes in Abhängigkeit von der Anregungsleistung	111

Tabellenverzeichnis

4.1	Maximal erreichbare Zeitauflösung des Streak-Kamerasystems	44
5.1	Übersicht der untersuchten 2DHG-Proben	50
5.2	Lochspinrelaxationszeiten und g -Faktoren abhängig von der QW-Breite	59
6.1	Übersicht der untersuchten GaAs/AlGaAs/GaMnAs-QW Proben	64

Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi, *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications*, J. Appl. Phys. **58**(3), R1 (1985).
- [Arz01] M. Arzberger, *Wachstum, Eigenschaften und Anwendungen selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte*, Dissertation, Technische Universität München (2001).
- [Ast08] G. V. Astakhov, R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev, M. V. Lazarev, M. N. Tkachuk, Yu. G. Kusrayev, T. Kiessling, W. Ossau, and L. W. Molenkamp, *Suppression of Electron Spin Relaxation in Mn-Doped GaAs*, Phys. Rev. Lett. **101**(7), 076602 (2008).
- [Bai88] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Phys. Rev. Lett. **61**(21), 2472 (1988).
- [Bar05] I. Bar-Joseph, *Trions in GaAs quantum wells*, Semicond. Sci. Technol. **20**, R29 (2005).
- [Bas81] G. Bastard, *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*, Phys. Rev. B **24**(10), 5693 (1981).
- [Bay95] B. Baylac, T. Amand, X. Marie, B. Dareys, M. Brousseau, G. Bacquet, and V. Thierry-Mieg, *Hole Spin Relaxation in n-modulation doped Quantum Wells*, Solid State Commun. **93**(1), 57 (1995).
- [Bel08] V. V. Bel'kov, P. Olbrich, S. A. Tarasenko, D. Schuh, W. Wegscheider, T. Korn, C. Schüller, D. Weiss, W. Prettl, and S. D. Ganichev, *Symmetry and Spin Dephasing in (110)-Grown Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **100**(17), 176806 (2008).
- [Bin89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*, Phys. Rev. B **39**(7), 4828 (1989).
- [Bir75] G. L. Bir, A. G. Aronov, and G. E. Pikus, *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **69**(4), 1382 (1975) [Sov. Phys. JETP **42**(4), 705 (1975)].
- [Blo46] F. Bloch, *Nuclear Induction*, Phys. Rev. **70**(7-8), 460 (1946).
- [Byc84] Yu. A. Bychkov and E. I. Rashba, *Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy*, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **39**(2), 66 (1984) [JETP Lett. **39**(2), 78 (1984)].
- [Cro96] S. A. Crooker, J. J. Baumberg, F. Flack, N. Samarth, and D. D. Awschalom, *Terahertz Spin Precession and Coherent Transfer of Angular Momenta in Magnetic Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **77**(13), 2814 (1996).
- [Dah07] P. Dahan, *Deeply bound donor states of interstitial Mn impurity in a GaAs quantum well*, Semicond. Sci. Technol. **22**(12), 1323 (2007).

- [Dam91] T. C. Damen, L. Viña, J. E. Cunningham, J. Shah, and L. J. Sham, *Subpicosecond Spin Relaxation Dynamics of Excitons and Free Carriers in GaAs Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **67**(24), 3432 (1991).
- [Dat90] S. Datta and B. Das, *Electronic analog of the electro-optic modulator*, Appl. Phys. Lett. **56**(7), 665 (1990).
- [DeS92] G.C. DeSalvo, W.F. Tseng, and J. Comas, *Selective Etching of GaAs and AlGaAs with citric acid/hydrogen peroxide solutions*, J. Electrochem. Soc. **139**(3), 831 (1992).
- [Die00] T. Dietl, H. Ohno, F. Matsukura, J. Cibert, and D. Ferrand, *Zener Model Description of Ferromagnetism in Zinc-Blende Magnetic Semiconductors*, Science **287**, 1019 (2000).
- [Dor04] P. Van Dorpe, Z. Liu, W. Van Roy, V. F. Motsnyic, M. Sawicki, G. Borghs, and J. De Boeck, *Very high spin polarization in GaAs by injection from a (Ga,Mn)As Zener diode*, Appl. Phys. Lett. **84**(18), 3495 (2004).
- [Dre55] G. Dresselhaus, *Spin-Orbit Coupling Effects in Zinc Blende Structures*, Phys. Rev. **100**(2), 580 (1955).
- [Dya71] M.I. Dyakonov and V.I. Perel, *Spin orientation of electrons associated with interband absorption of light in semiconductors*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **60**(5), 1954 (1971) [Sov. Phys. JETP **33**(5), 1053 (1971)].
- [Dya72] M. I. Dyakonov and V. I. Perel, *Spin Relaxation of Conduction Electrons in noncentrosymmetric Semiconductors*, Fiz. Tverd. Tela **13**(12), 3581 (1972) [Sov. Phys. Solid State **13**(12), 3023 (1972)].
- [Dya84] M.I. Dyakonov and V.I. Perel, *Theory of optical spin orientation of electrons and nuclei in semiconductors*, In: F. Maier and B.P. Zakharchenya, eds., Optical Orientation, North-Holland, page 11 (1984).
- [Dya06] M. I. Dyakonov, *Introduction to spin physics in semiconductors*, Physica E **35**(2), 246 (2006).
- [Dya08] M.I. Dyakonov (Ed.), *Spin Physics in Semiconductors*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (2008).
- [Dzh72] R. I. Dzhioev, V. G. Fleisher, L. M. Kanskaya, O. A. Ninu, and B. P. Zakharchenya, *Optical spin orientation of non-equilibrium electrons in GaAs and GaAs-AlAs solid solution*, phys. stat. sol. (b) **50**(1), 39 (1972).
- [Edm04] K. W. Edmonds, P. Bogusławski, K. Y. Wang, R. P. Campion, S. N. Novikov, N. R. S. Farley, B. L. Gallagher, C. T. Foxon, M. Sawicki, T. Dietl, M. Buongiorno Nardelli, and J. Bernholc, *Mn Interstitial Diffusion in (Ga,Mn)As*, Phys. Rev. Lett. **92**(3), 037201 (2004).
- [Eki71] A.I. Ekimov and V.I. Safarov, *Influence of Spin Relaxation of "Hot" Electrons on the Effectiveness of Optical Orientation in Semiconductors*, ZhETF Pis. Red. **13**(12), 700 (1971) [JETP Lett. **13**(12), 495 (1971)].
- [Ell54] R. J. Elliott, *Theory of the Effect of Spin-Orbit Coupling on Magnetic Resonance in Some Semiconductors*, Phys. Rev. **96**(2), 266 (1954).
- [Fab07] J. Fabian, A. Matos-Abiaguea, C. Ertler, P. Stano, and I. Žutić, *Semiconductor Spintronics*, acta physica slovacica **57**(4 & 5), 565 (2007).

-
- [Feh09] S. Fehring, *Messung der Ladungsträger- und Spindynamik in GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2009).
- [Fer91] R. Ferreira and G. Bastard, “Spin-flip scattering of holes in semiconductor quantum wells, Phys. Rev. B **43**(12), 9687 (1991).
- [Göb83] E. O. Göbel, H. Jung J. Kuhl, and K. Ploog, *Recombination Enhancement due to Carrier Localization in Quantum Well Structures*, Phys. Rev. Lett. **51**(17), 1588 (1983).
- [Ger05] C. Gerl, S. Schmult, H.-P. Tranitz, C. Mitzkus, and W. Wegscheider, *Carbon-doped symmetric GaAs/AlGaAs quantum wells with hole mobilities beyond 10^6 cm²/Vs*, Appl. Phys. Lett. **86**(25), 252105 (2005).
- [Gou04] C. Gould, C. Rüster, T. Jungwirth, E. Girgis, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, and L. W. Molenkamp, *Tunneling Anisotropic Magnetoresistance: A Spin-Valve-Like Tunnel Magnetoresistance Using a Single Magnetic Layer*, Phys. Rev. Lett. **93**(11), 117203 (2004).
- [Gup91] S. Gupta, M. T. Frankel, J. A. Valdmanis, J. F. Whitaker, G. A. Mourou, F. W. Smith, and A. R. Calawa, *Subpicosecond carrier lifetime in GaAs grown by molecular beam epitaxy at low temperatures*, Appl. Phys. Lett. **59**(25), 3276 (1991).
- [Hei07] D. Heiss, S. Schaeck, H. Huebl, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, D. V. Bulaev, and D. Loss, *Observation of extremely slow hole spin relaxation in self-assembled quantum dots*, Phys. Rev. B **76**(24), 241306 (2007).
- [Hil02] D. J. Hilton and C. L. Tang, *Optical Orientation and Femtosecond Relaxation of Spin-Polarized Holes in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **89**(14), 146601 (2002).
- [Hir07] M. Hirmer, *Optimierung eines Annealingverfahrens zur Verbesserung der elektrischen und magnetischen Eigenschaften epitaktisch hergestellter GaMnAs Schichten*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2007).
- [Hol06] V. Holy, Z. Matej, O. Pacherova, V. Novak, M. Cukr, K. Olejnik, and T. Jungwirth, *Mn incorporation in as-grown and annealed (Ga,Mn)As layers studied by x-ray diffraction and standing-wave fluorescence*, Phys. Rev. B **74**(24), 245205 (2006).
- [Iba02] H. Ibach and H. Lüth, *Festkörperphysik*. Springer Verlag, Berlin (2002).
- [Ivc73] E. L. Ivchenko, *Spin relaxation of free carriers in noncentrosymmetric semiconductors in a longitudinal magnetic field*, Fiz. Tverd. Tela **15**(5), 1566 (1973) [Sov. Phys. Solid State **15**, 1048 (1973)].
- [Jia05] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris, and S. S. P. Parkin, *Highly spin-polarized room-temperature tunnel injector for semiconductor spintronics using MgO(100)*, Phys. Rev. Lett. **94**(5), 056601 (2005).
- [Jia09] J. H. Jiang, Y. Zhou, T. Korn, C. Schüller, and M. W. Wu, *Electron spin relaxation in paramagnetic Ga(Mn)As quantum wells*, Phys. Rev. B **79**(15), 155201 (2009).
- [Kal96] H. Kalt, *Optical Properties of III-V Semiconductors*. Springer Berlin, Heidelberg, New York (1996).
- [Kar82] I. Ya. Karlik, I. A. Merkulov, D. N. Mirlin, L.P. Nikitin, V. I. Perel, and V. F. Sapega, *Magnetization of holes at acceptors and the polarization of the hot photoluminescence in*
-

- GaAs:Mn crystals*, Fiz. Tverd. Tela **24**(12), 3550 (1982) [Sov. Phys. Solid State 24, 2022 (1982)].
- [Kas56] T. Kasuya, *A Theory of Metallic Ferro- and Antiferromagnetism on Zener's Model*, Prog. Theor. Phys. **16**(1), 45 (1956).
- [Kha89] Y. El Khalifi, B. Gil, H. Mathieu, T. Fukunaga, and H. Nakashima, *Dependence of the light-hole-heavy-hole splitting on layer thickness and substrate orientation in GaAs-(GaAl)As single quantum wells*, Phys. Rev. B **39**(18), 13533 (1989).
- [Kik98] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *Resonant Spin Amplification in n-Type GaAs*, Phys. Rev. Lett. **80**(19), 4313 (1998).
- [Kik00] J. M. Kikkawa and D. D. Awschalom, *All-Optical Magnetic Resonance in Semiconductors*, Science **287**, 473 (2000).
- [Kit06] Ch. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*. 14. Auflage, Oldenburg Verlag, München, Wien (2006).
- [Kor09] T. Korn, M. Kugler, M. Griesbeck, R. Schulz, A. Wagner, M. Hirmer, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller, *Engineering ultralong spin coherence in two-dimensional hole systems at low temperatures*, New J. Phys., *submitted*, Preprint arXiv:0909.3711v2 [cond-mat.mes-hall] (2009).
- [Kug09a] M. Kugler, *Ultrakurzzeitspektroskopie an p-dotierten GaAs/AlGaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2009).
- [Kug09b] M. Kugler, T. Andlauer, T. Korn, A. Wagner, S. Fehrer, R. Schulz, M. Kubova, C. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, P. Vogl, and C. Schüller, *Gate control of low-temperature spin dynamics in twodimensional hole systems*, Phys. Rev. B **80**(3), 035325 (2009).
- [Lam68] G. Lampel, *Nuclear Dynamic Polarization by Optical Electronic Saturation and Optical Pumping in Semiconductors*, Phys. Rev. Lett. **20**(10), 491 (1968).
- [Lan87] Landolt-Börnstein, *Semiconductors: Intrinsic Properties of Group IV Elements and III-V, II-VI and I-VII Compounds 1987 Semiconductors: Intrinsic Properties of Group IV Elements and III-V, II-VI and I-VII Compounds*. New Series Group III Vol. 22 Pt. A ed. O. Madelung, Springer Verlag, Berlin (1987).
- [Lec05] C. Lechner, *Mikroskopische Theorie der Spinrelaxation und Spindephasierung in Halbleiter-Quantenstrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg (2005).
- [Lec09] V. Lechner, L. E. Golub, P. Olbrich, S. Stachel, D. Schuh, W. Wegscheider, V. V. Bel'kov, and S. D. Ganichev, *Tuning of structure inversion asymmetry by the delta-doping position in (001)-grown GaAs quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **94**(24), 242109 (2009).
- [Lev99] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, and M. Shur (Eds.), *Handbook series on Semiconductor Parameters*. World Scientific (1999).
- [Ley07] W. J. H. Leyland, G. H. John, R. T. Harley, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, D. A. Ritchie, I. Farrer, A. J. Shields, and M. Henini, *Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells*, Phys. Rev. B **75**(16), 165309 (2007).
- [Liu95] X. Liu, A. Prasad, J. Nishio and E. R. Weber, Z. Liliental-Weber, and W. Walukiewicz, *Native*

- point defects in low-temperature-grown GaAs*, Appl. Phys. Lett. **67**(2), 279 (1995).
- [Loo90] D. C. Look, D. C. Walters, M. O. Manasreh, J. R. Sizelove, C. E. Stutz, and K. R. Evans, *Anomalous Hall-effect results in low-temperature molecular-beam-epitaxial GaAs: Hopping in a dense EL2-like band*, Phys. Rev. B **42**(6), 3578 (1990).
- [Mać02] F. Maća and J. Mašek, *Electronic states in $Ga_{1-x}Mn_xAs$: Substitutional versus interstitial position of Mn*, Phys. Rev. B **65**(23), 235209 (2002).
- [Mar99] X. Marie, T. Amand, P. Le Jeun, M. Paillard, P. Renucci, L. E. Golub, V. D. Dymnikov, and E. L. Ivchenko, *Hole spin quantum beats in quantum-well structures*, Phys. Rev. B **60**(8), 5811 (1999).
- [Mas85] W. T. Masselink, P. J. Pearah, J. Klem, C. K. Peng, H. Morkoç, G. D. Sanders, and Yia-Chung Chang, *Absorption coefficients and exciton oscillator strengths in AlGaAs-GaAs superlattices*, Phys. Rev. B **32**(12), 8027 (1985).
- [Maš04] J. Mašek and F. Maća, *Interstitial Mn in $(Ga,Mn)As$: Binding energy and exchange coupling*, Phys. Rev. B **69**(16), 165212 (2004).
- [Mei84] F. Meier and B. P. Zakharchenya (Eds.), *Optical Orientation*. North-Holland, Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo (1984).
- [Mis93] M. Missous and S. O'Hagan, *Nonstoichiometry and dopants related phenomena in low temperature GaAs grown by molecular beam epitaxy*, J. Appl. Phys. **75**, 3396 (1993).
- [Moo65] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **38**(8), 114 (1965).
- [Ohn96] H. Ohno, A. Shen, F. Matsukura, A. Oiwa, A. Endo, S. Katsumoto, and Y. Iye, *$(Ga,Mn)As$: A new diluted magnetic semiconductor based on GaAs*, Appl. Phys. Lett. **69**(3), 363 (1996).
- [Ohn98] H. Ohno, *Making Nonmagnetic Semiconductors Ferromagnetic*, Science **281**, 951 (1998).
- [Ohn99a] H. Ohno, *Properties of ferromagnetic III-V semiconductors*, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 110 (1999).
- [Ohn99b] Y. Ohno, D. K. Young, and D. D. Awschalom, *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure*, Nature **402**, 790 (1999).
- [Ove53] A. W. Overhauser, *Polarization of Nuclei in Metals*, Phys. Rev. **92**(2), 411 (1953).
- [Pag84] D. Paget and V.L. Berkovits, *Optical Investigation of Hyperfine Coupling between Electronic and Nuclear Spins*, In: F. Maier and B.P. Zakharchenya, eds., *Optical Orientation*, North-Holland, page 381 (1984).
- [Pap00] S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, M. Shayegan, and R. Winkler, *Anisotropic Magnetoresistance of Two-Dimensional Holes in GaAs*, Phys. Rev. Lett. **84**(24), 5592 (2000).
- [Pav94] L. Pavesi and M. Guzzi, *Photoluminescence of $Al_xGa_{1-x}As$ alloys*, J. Appl. Phys. **75**(10) (1994).
- [Pfa05] S. Pfalz, R. Winkler, T. Nowitzki, D. Reuter, A. D. Wieck, D. Hägele, and M. Oestreich, *Optical orientation of electron spins in GaAs quantum wells*, Phys. Rev. B **71**(16), 165305 (2005).

- [Pog05] M. Poggio, R. C. Myers, N. P. Stern, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Structural, electrical, and magneto-optical characterization of paramagnetic GaMnAs quantum wells*, Phys. Rev. B **72**, 235313 (2005).
- [Rou92] Ph. Roussignol, P. Rolland, R. Ferreira, C. Delande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J. F. Palmer, and B. Etienne, *Hole polarization and slow hole-spin relaxation in an n-doped quantum-well structure*, Phys. Rev. B **46**(11), 7292 (1992).
- [Rou94] Ph. Roussignol, R. Ferreira, C. Delalande, G. Bastard, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, L. Carraresi, M. Colocci, J.F. Palmier, and B. Etienne, *Hole spin relaxation in a n-doped quantum well structure*, Surface Science **305**(1-3), 263 (1994).
- [Rüs05] C. Rüster, C. Gould, T. Jungwirth, J. Sinova, G. M. Schott, R. Giraud, K. Brunner, G. Schmidt, and L. W. Molenkamp, *Very Large Tunneling Anisotropic Magnetoresistance of a (Ga,Mn)As/GaAs/(Ga,Mn)As Stack*, Phys. Rev. Lett. **94**(2), 027203 (2005).
- [Rud54] M. A. Ruderman and C. Kittel, *Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons*, Phys. Rev. **96**(1), 99 (1954).
- [Rud03] J. Rudolph, D. Hägele, H. M. Gibbs, G. Khitrova, and M. Oestreich, *Laser threshold reduction in a spintronic device*, Appl. Phys. Lett. **82**(25), 4516 (2003).
- [Sal01a] G. Salis, D. T. Fuchs, J. M. Kikkawa, D. D. Awschalom, Y. Ohno, and H. Ohno, *Optical Manipulation of Nuclear Spin by a Two-Dimensional Electron Gas*, Phys. Rev. Lett. **86**(12), 2677 (2001).
- [Sal01b] G. Salis, Y. Kato, K. Ensslin, D. C. Driscoll, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, *Electrical control of spin coherence in semiconductor nanostructures*, Nature **414**, 619 (2001).
- [Sap92] V. F. Sapega, M. Cardona, K. Ploog, E. L. Ivchenko, and D. N. Mirlin, *Spin-flip Raman scattering in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells*, Phys. Rev. B **45**(8), 4320 (1992).
- [Sch00] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, A. T. Filip, and B. J. van Wees, *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor*, Phys. Rev. B **62**(8), R4790 (2000).
- [Sch08] R. Schulz, T. Korn, D. Stich, U. Wurstbauer, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller, *Ultrafast optical studies of diffusion barriers between ferromagnetic Ga(Mn)As layers and nonmagnetic quantum wells*, Physica E **40**(6), 2163 (2008).
- [Sch09] D. Schuh und C. Reichl, Universität Regensburg, *Persönliche Mitteilung* (2009).
- [Sem02] Y. G. Semenov, K. N. Borysenko, and K. W. Kim, *Spin-phase relaxation of two-dimensional holes localized in a fluctuating potential*, Phys. Rev. B **66**(11), 113302 (2002).
- [Sne91] M. J. Snelling, G. P. Flinn, R. T. Harley, A. C. Tropper, R. Eccleston, and C. C. Philips, *Magnetic g-factor of electrons in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells*, Phys. Rev. B **44**(20), 11345 (1991).
- [Sni07] G. Snider, *1D Poisson/Schrödinger - A Band Diagram Calculator, Version Beta 8c*, <http://www.nd.edu/~gsnider/> (2007).
- [Spe99] Spectra-Physics, *Tsunami - Mode-locked Ti:sapphire Laser, User's manual* (1999).

- [Ste06] L. Steinke, Walter-Schottky-Institut, TU München, *Persönliche Mitteilung* (2006).
- [Sti07] D. Stich, *Ultrakurzzeitspektroskopie an n-dotierten AlGaAs-GaAs-Heterostrukturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2007).
- [Syp07] M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Greulich, J. Misiewicz, M. Bayer, D. Reuter, and A. D. Wieck, *Spin Coherence of Holes in GaAs/(Al,Ga)As Quantum Wells*, Phys. Rev. Lett. **99**(18), 187401 (2007).
- [Tor56] H. C. Torrey, *Bloch Equations with Diffusion Terms*, Phys. Rev. **104**(3), 563 (1956).
- [Wan04] K. Y. Wang, K. W. Edmonds, R. P. Campion, B. L. Gallagher, N. R. S. Farley, C. T. Foxon, M. Sawicki, P. Boguslawski, and T. Dietl, *Influence of the Mn interstitial on the magnetic and transport properties of (Ga,Mn)As*, J. Appl. Phys. **95**(11), 6512 (2004).
- [Wan08] M. Wang, R. P. Campion, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, C. T. Foxon, and B. L. Gallagher, *Achieving high Curie temperature in (Ga,Mn)As*, Appl. Phys. Lett. **93**(13), 132103 (2008).
- [Win00] R. Winkler, S. J. Papadakis, E. P. De Poortere, and M. Shayegan, *Highly Anisotropic g-Factor of Two-Dimensional Hole Systems*, Phys. Rev. Lett. **85**(21), 4574 (2000).
- [Win04] R. Winkler and M. Oestreich, *Spinelektronik*, Physik Journal **3**(11), 39 (2004).
- [Wol01] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*, Science **294**, 1488 (2001).
- [Wur08] U. Wurstbauer, *Herstellung und Charakterisierung von Mangan dotierten III-V Halbleiterheterostrukturen*, Dissertation, Universität Regensburg (2008).
- [Wur09] U. Wurstbauer and W. Wegscheider, *Magnetic ordering effects in a Mn-modulation-doped high mobility two-dimensional hole system*, Phys. Rev. B **79**(15), 155444 (2009).
- [Yaf63] Y. Yafet, *g Factors and Spin-Lattice Relaxation of Conduction Electrons*, In: F. Seitz and D. Turnbull, Editor(s), Solid State Physics, Academic Press **14**, 1 (1963).
- [Yak08] D.R. Yakovlev and M. Bayer, *Coherent Spin Dynamics of Carriers*, In: M. I. Dyakonov, Editor, Springer Series in Solid-State Sciences, Springer Verlag **157**, 135 (2008).
- [Yos57] K. Yosida, *Magnetic Properties of Cu-Mn Alloys*, Phys. Rev. **106**(5), 893 (1957).
- [Yu05] P. Y. Yu and M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 3rd revised edition (2005).
- [Žut04] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Spintronics: Fundamentals and applications*, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).

Danksagung

Bei der Anfertigung dieser Arbeit wurde mir die Unterstützung einer Vielzahl von Personen zuteil, bei denen ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte.

- Mein besonderer Dank gilt hierbei Prof. Dr. Christian Schüller, für das interessante Thema und die hervorragende Betreuung der Arbeit, die vielen Ratschläge und Diskussionen, sowie seine große Hilfsbereitschaft bei den großen und kleinen Problemen des Laboralltags.
- Bei Dr. Tobias Korn möchte ich mich für die Betreuung, die Zusammenarbeit und Unterstützung im Labor, und so manchen erfrischenden Kommentar bedanken.
- Bei Marika Hirmer, Dr. Christian Gerl, Dr. Ursula Wurstbauer, Dr. Dieter Schuh und Prof. Dr. Werner Wegscheider möchte ich ganz herzlich für das Wachstum der ausgezeichneten Proben, und bei Michael Hirmer für die Einführung in das Annealing und in die Messungen am Kannensystems des Lehrstuhls Wegscheider bedanken.
- Für die tatkräftige Unterstützung bei elektronischen, mechanischen und chemischen Problemen aller Art möchte ich den Technikern des Lehrstuhls, Imke Gronwald, Siegfried Heider, Martin Furthmeier, Peter Müller und ganz besonders bei Christof Ermer, sowie für die Unterstützung bei EDV-Fragen Dr. Fritz Wünsch und Rudi Holzer danken.
- Allen Mitarbeitern der Mechanikwerkstatt, sowie Thomas Solleder und Christian Haimerl von der Kühlmittelausgabe danke ich für ihre stets hilfsbereite und kompetente Unterstützung.
- Anton „Done“ Wagner, Sebastian Fehringer und Michael Kugler haben im Rahmen ihrer Diplomarbeiten einen großen Beitrag zu dieser Arbeit geleistet. Besonders Done möchte ich für die vielen Stunden, auch außerhalb des Labors, danken.
- Den guten Seelen des Lehrstuhls, unseren Sekretärinnen Annemarie Dinkel und Renate Chreuzburg, danke ich für die große Hilfe bei der Erledigung von verwaltungstechnischen Angelegenheiten.
- Bei allen aktuellen und ehemaligen Kollegen des Lehrstuhls und insbesondere der AG Schüller möchte ich mich für die angenehme Atmosphäre und für das eine oder andere Gespräch über

die Physik hinaus bedanken. Mein besonderer Dank gilt hier Dr. Dieter Schuh, der schon zu Garchinger Zeiten immer ein offenes Ohr hatte, wenn mal der Schuh drückte.

- Im Laufe der letzten Jahre durfte ich mir unter anderem mit Dr. Nikolaus Gmeinwieser, Dr. Robert Schuster, Uli Niedermeier, Michael Hirmer, Anton Wagner, Michael Kugler und Stefanie Heydrich das Büro teilen – natürlich nicht alle gleichzeitig, sonst wäre es sicher etwas eng geworden. Vielen Dank Euch allen für die nette Atmosphäre im Büro.
- Für das Korrekturlesen, sowie für Kommentare und Verbesserungsvorschläge haben sich Dr. Tobias Korn, Dr. Dieter Schuh, Michael Hirmer, Michael Griesbeck, Michael Kugler, sowie Dr. Nikolaus Gmeinwieser und Andrea Steinbach viele Lorbeeren verdient.
- Ein besonderer Dank gilt auch meiner Familie, die mir während meines Studiums und der Promotion stets unterstützend zur Seite stand. Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Andrea Anzinger bedanken, die mir mit ihrer liebevollen Art, viel Geduld und vielen aufmunternden Worten immer zur Seite stand und somit immer ein großer Rückhalt war (und immer noch ist).